PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

Nr. 2 — 15. Januar 1939 — Redaktionsschluß für Nr. 4 am 1. Februar 1939 — 40. Jahrgang

INHALT:

Abhandlungen:

A. Esau, Nachruf auf Max Wien. S. 41.

K. Steiner u. H. Schoeneck, Die magnetische Induktionsänderung in stromdurchflossenen Supraleitern beim Übergang zur Supraleitung. S. 43.

C. König, Der Einfluß der Blende auf die Absolutbestimmung der r-Einheit. Mit Tafel VII. S. 46.

P. P. Debye, Ein neues Aufnahmeverfahren von Elektroneninterferenzen an einzelnen Molekülen. S. 66.

K. Sommermeyer und U. Dehlinger, Beiträge zur Diskussion eines Gen-Modells. S. 67.

Besprechungen:

J. Stark, Forschung und Prüfung. 50 Jahre Physikalisch-Technische Reichsanstalt. S. 70.

R. Courant und D. Hilbert, Methoden der mathematischen Physik II. S. 70.

W. Finkelnburg, Kontinuierliche Spektren. S. 71.

Hand- und Jahrbuch der chemischen Physik. Hrsgeg. von A. Eucken und K. L. Wolf, Bd. 1: H. A. Kramers, Theorien des Aufbaus der Materie. Abschnitt II. S. 71.

K. Weber, Inhibitorwirkungen. S. 72.

Nachrichten. S. 72.

NACHRUF AUF MAX WIEN

Von A. Esau, Jena

Gehalten am 12. September 1938 in Baden-Baden
auf dem 14. Deutschen Physiker- und Mathematikertag

Am 24. Februar 1938 hat der Tod Max Wien aus diesem Leben abberufen. Mit ihm verliert die Deutsche Physikalische Gesellschaft eines ihrer Ehrenmitglieder und die Deutsche Physik einen ihrer besten Köpfe. Hinter ihm liegt ein Leben voller Arbeit und großer Erfolge, die ihm immer einen Ehrenplatz im Kreise der Forscher sichern werden.

Geboren zu Königsberg am 25. Dezember 1866 besuchte er zunächst das Gymnasium seiner Vaterstadt, um dann an der dortigen Universität mit dem Studium der Physik zu beginnen. In seinen Aufzeichnungen sagte er über den Physikunterricht auf der Schule und auch während der ersten Semester in Königsberg, daß, wenn er nicht selbst gerade dieses Fach besonders geschätzt hätte, ihm die Begeisterung hierfür von seinen Lehrern nicht hätte beigebracht werden können. Er setzte dann sein Studium später in Berlin fort und trat hier mit Helmholtz in Verbindung, in dessen Institut er seine erste wissenschaftliche Arbeit begann.

Mit einer Arbeit auf dem Gebiet der Akustik und über die Messungen der Tonstärke promovierte er 1888 in Berlin. Nach Überwindung nicht unerheblicher, experimenteller Schwierigkeiten gelang es ihm, das Problem einer weitgehenden Lösung zuzuführen. Darüber hinaus befaßte er sich in dieser Arbeit auch mit der Physiologie der Tonempfindung, einer Frage, die ihn noch in späteren Jahren verschiedentlich beschäftigt hat. Die Ergebnisse dieser Arbeit sind niedergelegt in einer Reihe von Veröffentlichungen, die zu wiederholten Diskussionen mit Vertretern der Physiologie auf diesem Gebiet geführt haben.

Aus der Berliner Zeit liegen von ihm eine Reihe von Arbeiten vor, die sich mit der Verfeinerung der akustischen und der elektrischen Meßinstrumente für Wechselströme befassen. Sie haben zu der Konstruktion von technisch brauchbaren Einrichtungen geführt, die nicht nur für die damalige Zeit notwendig und wichtig waren, sondern auch in der Gegenwart noch von sehr großer Bedeutung sind.

In seinen weiteren Arbeiten, die ihn tiefer in das Gebiet der Wechselströme führten, beschäftigte er sich nunmehr mit der Durchbildung neuer wichtiger Meßverfahren von Kapazitäten und Selbstinduktionen. Wir verdanken ihm hierüber eine Reihe theoretischer und experimenteller Untersuchungen, die Zeugnis ablegen von einem außerordentlich großen Geschick und einer hohen Präzision, Eigenschaften, die wir in allen seinen späteren Arbeiten immer wieder finden und bewundern.

In Würzburg arbeitete er auf dem gleichen Gebiet weiter, und auch in dieser Zeit legt die große Zahl von Veröffentlichungen Zeugnis ab von dem großen Fleiß und der ungeheuerlichen Schaffenskraft des Forschers.

Im Jahre 1896 bearbeitete er mit umfangreichen theoretischen Untersuchungen über die Rückwirkung eines resonierenden Systems ein neues Gebiet, das ihm in der Folgezeit seine größten Erfolge bringen sollte.

Um diese Zeit herum beschäftigte man sich in der Technik sehr eingehend mit der Entwicklung der drahtlosen Telegraphie, wo insbesondere die Arbeiten von Slaby, Arco und Ferdinand Braun allgemeines Interesse erregten. Die vorher erwähnte theoretische Arbeit über die Rückwirkung resonierender Systeme führte Max Wien nun dazu, sich mit diesen neuen Fragestellungen experimentell zu befassen. Ihn interessierte ganz besonders die Rolle, die der Funke in derartigen Systemen spielt, und er stellte sich die Aufgabe, den Gründen der Abweichungen auf die Spur zu kommen, die zu einer Deformation der Resonanzkurven geschlossener Schwingungskreise Anlaß gaben. Es gelang ihm im Laufe dieser Arbeiten, viele für die Folgezeit wichtige Ergebnisse zu finden, so z. B., daß der Funkenwiderstand bei sehr kurzen Funkenstrecken außerordentlich stark anwächst, und daß dadurch die Rückwirkung zwischen zwei gekoppelten Kreisen weitgehend beeinflußt wird. 1906 gelang ihm in Danzig der große Wurf, als er bei solchen Kreisanordnungen mit äußerst kleinen Funkenstrecken die Erzeugung hochfrequenter Schwingungen ganz neuer Art entdeckte. Während bisher bei gekoppelten Systemen unter normalen Funkenverhältnissen stets zwei Schwingungen in jedem der Kreise auftraten, deren gegenseitiger Wellenlängenabstand sich von dem Grade der Kopplung als abhängig erwies, fand er, daß unter den neuen Bedingungen im wesentlichen nur eine einzige Frequenz auftrat, die der Eigenfrequenz der Kreise entsprach, und daß außerdem die Dämpfung dieser Schwingungen durch die Eigendämpfung des Kreises gegeben war, d. h. also, es trat eine schwächere Dämpfung auf, wie sie sonst bei rückwirkenden Systemen beobachtet worden war. Diese Ergebnisse waren nicht nur von großer physikalischer Bedeutung, sondern es zeigte sich auch sehr bald, daß sie für die Weiterentwicklung der drahtlosen Nachrichtentechnik von entscheidender Wichtigkeit waren. Mit diesen neuen Funken – von Wien selbst wegen ihres eigentümlichen Geräuschcharakters „Zischfunken", später „Löschfunken" genannt – war das Problem gelöst, das die Forschung und die Technik eine Reihe von Jahren beschäftigt hatte: Es war jetzt möglich geworden, mit gekoppelten Systemen einwellige und schwach gedämpfte Schwingungen zu erzeugen. Es war selbstverständlich, daß die Praxis sich diese Ergebnisse sehr schnell zunutze machte, und es entstand in den Laboratorien der Drahtlosen Gesellschaft zu Berlin ein ganz neues System, das unter dem Namen: „Der tönende Funke" seinen Siegeslauf in kurzer Zeit über die ganze Welt angetreten hat.

Diese Wienschen Löschfunkensender ersetzten sehr bald die bisherigen Braunschen Sender, und man konnte mit ihnen daran gehen, Stationen von großer Leistung aufzubauen, die dazu bestimmt waren, Entfernungen von Tausenden von Kilometern zu überbrücken.

Max Wiens Arbeit verdankt Deutschland seine ersten drahtlosen kolonialen Verbindungen, die zu Beginn des Weltkrieges einer Reihe von Kolonien in Afrika die Möglichkeit gaben, mit dem Mutterland in telegraphischem Verkehr zu bleiben.

Die tönenden Funken haben aber auch im Schiffsverkehr eine sehr große Bedeutung erlangt, und ihre technische Überlegenheit hat mit dazu beigetragen, daß der Verkehr zur See aus englischer Hand in deutsche Hand übergehen konnte. Mit diesen Funken hat der Schiffsverkehr noch bis vor wenigen Jahren gearbeitet, bis er durch den Röhrengenerator abgelöst wurde, der erst die Möglichkeit gab, völlig ungedämpfte Schwingungen zu erzeugen, die sowohl telegraphie- wie telephoniefähig waren.

Die Löschfunkenanordnung hat aber nicht nur vorübergehende Bedeutung für die drahtlose Nachrichtentechnik gehabt, sondern sie ist auch für die Hochfrequenzmeßtechnik von großer Wichtigkeit gewesen.

In einer Reihe von Arbeiten, die ebenso wie alle anderen bisher von ihm erschienenen sich durch außerordentlich große Klarheit und Exaktheit auszeichnen, hat er seine Methode benutzt, um die elektrischen Verluste in Kondensatoren zu untersuchen und Schwingungskreise herzustellen mit möglichst geringer Eigendämpfung. So war es ihm möglich, bei einer Wellenlänge von etwa 300 m Dekremente von 0,006 herzustellen, was in der damaligen Zeit für unmöglich angesehen wurde. Es gelang ihm dies durch die Reduktion des Skineffektes und die Anwendung von Preßglas als Dielektrikum.

Zu Beginn des Weltkrieges wurde Max Wien mit der Leitung einer Einrichtung beauftragt, die die beschleunigte Entwicklung der drahtlosen Nachrichtentechnik auf allen ihren Gebieten

zur Aufgabe hatte. Daß ihm diese ehrenvolle, aber auch gleichzeitig schwierige Aufgabe gestellt wurde, ist der beste Beweis dafür, daß er als der beste Kenner auf diesem Gebiet angesehen wurde und daß er neben seinem experimentellen Geschick auch einen gesunden und verständnisvollen Blick für die Aufgaben der Technik besaß, der auch schon in seinen ersten Arbeiten zum Vorschein gekommen war. Seiner erfolgreichen Tätigkeit während dieser Zeit ist die gebührende Anerkennung nicht versagt worden.

Nach Kriegsende hat er zunächst seine Arbeiten auf dem Gebiet der elektrischen Schwingungen fortgesetzt und daneben ein neues Arbeitsgebiet betreten: Die Elektrolyte. Durch Ausarbeitung von Präzisionsmethoden zur Messung der Dielektrizitätskonstante und Leitfähigkeit von Elektrolyten bei hohen Frequenzen konnte er und seine Schüler wichtiges Material zur Bestätigung der Debye-Falkenhagenschen Theorie liefern. Wiens experimenteller Kunst gelang der Nachweis, daß die Leitfähigkeit von Elektrolyten bei hoher Feldstärke nicht mehr konstant ist, sondern mit steigender Feldstärke anwächst. Damit war unseren heutigen Vorstellungen über Elektrolyte eine wichtige Stütze gegeben.

Wenn wir bisher in großen Zügen die Arbeiten und Leistungen Max Wiens gewürdigt haben, so kann man nicht an seiner Persönlichkeit vorbeigehen, die sein Bild erst vollständig macht. Ein glückliches Geschick hat ihn vieler Sorgen des täglichen Lebens enthoben, mit denen andere zu kämpfen hatten. Für ihn bedeutete dieser Umstand aber nicht Ruhe, sondern eine Verpflichtung zu höchster und rastloser Arbeit. Auch nachdem er in den Ruhestand getreten war, hat er in seinem Jenaer Institut noch bis ganz kurz vor seinem Tode mit der gleichen Frische und tiefen Gründlichkeit gearbeitet wie in seinem ganzen Leben.

Alle die ihn kennen, wissen, daß ihm als Anerkennung seiner erfolgreichen Forschertätigkeit von höchsten Stellen zahlreiche Ehrungen zuteil geworden sind, wie die Verleihung der Goethe-Medaille für Kunst und Wissenschaft anläßlich seines 70. Geburtstages. Aber alle wissen auch, daß er in seinem ganzen Tun immer ein Muster der Bescheidenheit gewesen ist. Seine Liebenswürdigkeit im persönlichen Verkehr nahm alle gefangen, die ihn kennenlernten oder aus dem reichen Schatz seiner Erfahrungen Rat und Hilfe haben wollten. Das wissen wohl am besten seine Schüler zu schätzen, die er mit seiner eigentümlichen, vornehmen und strengen Art zu Lehrern und Forschern erzogen hat, und die ihm über das Grab hinaus ihre Dankbarkeit und Liebe bewahren werden.

So steht Max Wien vor uns und der Nachwelt da als ein Großer im Reich der Physik und der deutschen Wissenschaft. Wir aber wollen ihm danken für alles das, was er uns gegeben hat. Sein Name wird in den Annalen der Physik unauslöschlich einen Ehrenplatz für alle Zeiten behalten.

Die magnetische Induktionsänderung in stromdurchflossenen Supraleitern beim Übergang zur Supraleitung

Von K. Steiner und H. Schoeneck

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt

Einleitung

In einer vorausgehenden Mitteilung[1]) wurde gezeigt, daß das magnetische Verhalten von stromdurchflossenen und stromlosen Supraleitern im Übergangsgebiet verschieden ist, wobei für beide Versuche Supraleiter in Hohlzylinderform verwendet wurden. Während bei den stromdurchflossenen Proben vor der diamagnetischen Induktionsänderung (negativer Ausschlag im Galvanometer) des Meißner-Ochsenfeld-Effekts, die vom Magnetfeld des Stromes herrührt, eine dazu entgegengesetzt gerichtete Induktionsänderung (positiver Ausschlag) beobachtet bzw. registriert wurde, fehlte dieser erste positive Ausschlag bei den stromlosen Proben, die in einem schwachen äußeren Magnetfeld untersucht wurden, das etwa gleiche Stärke und Richtung wie das in den stromdurchflossenen Proben vorhandene Feld hatte. Unter sonst gleichen Bedingungen wurde bei denselben Proben im stromlosen Zustand also nur die diamagnetische Induktionsänderung beobachtet.

Damals blieb für die Beobachtungen an den stromdurchflossenen Proben noch die Frage offen, ob zwei beim Abkühlen nacheinander registrierte Ausschläge verschiedenen Temperaturen zuzuordnen sind oder ob die Ausschläge bei einer bestimmten Temperatur, aber verschieden schnell erfolgen. Diese Frage soll im folgenden beantwortet werden und außerdem einige Versuche

1) J. Stark, K. Steiner und H. Schoeneck, Physik. Zeitschr. **38**, 887, 1937.

beschrieben werden, welche den ersten Ausschlag bei stromdurchflossenen Supraleitern erklären können, der ein, auf das Stromfeld bezogen, „paramagnetisches" Vorzeichen hat.

Versuchsanordnung

Die Versuchsanordnung war im wesentlichen die gleiche wie bei den früher beschriebenen Messungen an Hohlzylindern. Das magnetische Erdfeld war wieder bei allen Versuchen kompensiert. Statt der früher benutzten Registriereinrichtung mit Uhrwerksantrieb fand eine neue, mit Motor ausgerüstete Verwendung, die eine gute zeitliche Konstanz des Papiervorschubs gab. Zum Vergleich der stromlosen und stromdurchflossenen Probe wurden bei den Versuchen zwei gleiche Hohlzylinder verwendet, die aus demselben zylindrischen Einkristall durch vorsichtiges Sägen und Bohren hergestellt waren und die so beide den gleichen (nicht bestimmten) Winkel zwischen Zylinderachse und kristallographischer Hauptachse hatten. Die Herstellung des Einkristalles geschah nach der Methode der langsamen Erstarrung. In einem elektrischen Ofen war durch verschieden dicke Wärmeisolation ein Temperaturgradient bei der Schmelztemperatur des Zinns von 4 Grad/cm hergestellt; durch allmähliches Ausschalten des Heizstromes wurde die Erstarrungstemperatur längs des Zinnzylinders allmählich unterschritten. Der so gewonnene Einkristall hatte eine Länge von 12 cm und einen Durchmesser von 2,2 cm. Nach dem Ätzen zeigte seine Oberfläche nur ganz wenige kleine Kristallite mit anderer Orientierung als der Einkristall. Ihr Volumen wurde auf etwa 5 Promille geschätzt. Die diamagnetische Induktionsänderung in einem homogenen Magnetfeld parallel zur Zylinderachse betrug 95 Proz. der für $\mu = 0$ zu erwartenden Induktionsänderung. Diese Eigenschaft änderte sich nicht wesentlich nach dem Bohren.

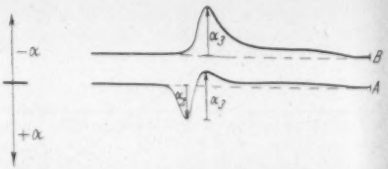
Die Versuche wurden in der Weise durchgeführt, daß beim Übergang zur Supraleitung die magnetische Induktionsänderung in einer stromlosen und in einer stromdurchflossenen Probe gleichzeitig registriert und durch Vertauschen der Versuchsbedingungen etwaige kleine Materialunterschiede eliminiert wurden.

Ergebnisse

Die früher an zwei polykristallinen Zinnhohlzylindern durchgeführten Versuche wurden unter Verwendung der eben erwähnten, aus einem Einkristall hergestellten zwei Einkristallrohre wiederholt.

Für den Fall, daß eine Probe (A) nur von einem elektrischen Strom durchflossen war, während die andere (B) stromlos war, sich aber in einem zirkularen Magnetfeld befand, ist in Abb. 1 eine Registrierkurve für den Übergang von der Normalleitung zur Supraleitung wiedergegeben. Ausschläge nach oben entsprechen einer diamagnetischen Induktionsänderung. In Übereinstimmung mit den früher mitgeteilten Beobachtungen (a. a. O.) erkennt man, daß der positive ballistische Ausschlag α_2 (der ein, auf das Magnetfeld des Stromes bezogen, „paramagnetisches" Vorzeichen hat) nur bei der stromdurchflossenen Probe (A) auftritt, bei der stromlosen Probe (B) aber fehlt. Der mit dem Strom zusammenhängende Ausschlag α_2 tritt immer vor dem negativen Ausschlag α_3 auf, der von der diamagnetischen Induktionsänderung herrührt. Ferner treten die negativen ballistischen Ausschläge α_3 bei beiden Proben (A und B) praktisch zugleich auf.

Eine Reihe von Registrierkurven wurde nun bei sonst völlig gleichen Bedingungen mit verschiedenen Abpumpgeschwindigkeiten, also mit verschieden schneller Temperaturänderung aufgenommen. Bei gleichbleibender Registriergeschwindigkeit ist dann der Abstand zwischen dem positiven und negativen Galvanometerausschlag in der Registrierung um so größer, je langsamer der Heliumdampf abgepumpt, d. h. je langsamer die Temperatur gesenkt wird. Das bedeutet aber, daß nacheinander registrierte Ausschläge durch eine stets gleiche Temperaturdifferenz voneinander getrennt sind, nicht aber bei einer bestimmten Temperatur verschieden schnell, also zeitlich nacheinander erfolgen. Daß diese Erklärung zutreffend ist, vermochten wir noch dadurch zu zeigen, daß wir nach Eintritt



Magnetische Induktionsänderung beim Übergang von der Normalleitung zur Supraleitung. A = stromdurchflossene Probe, B = stromlose Probe in einem zirkularen Magnetfeld.

der positiven Induktionsänderung den Heliumdampfdruck konstant machten. Wir konnten dann beliebig lange warten, ohne daß sich an dem magnetischen Zustand des Supraleiters etwas änderte; erst bei weiterem Abpumpen erfolgte die diamagnetische Induktionsänderung. Das bedeutet wieder, daß der positive Ausschlag

bei einer höheren Temperatur erfolgt als der negative Ausschlag.

Nachdem so nachgewiesen war, daß die beiden Induktionsänderungen bei verschiedenen Temperaturen im Übergangsgebiet eintreten, war zu überlegen, ob im Hohlzylinder Inhomogenitäten auftreten können, welche etwas verschiedene Übergangstemperaturen haben. Insbesondere war nach Gründen zu fragen, die für die innere Oberfläche des Hohlzylinders eine höhere Übergangstemperatur bedingen als für die übrigen Teile. Da die Hohlzylinder (mit Ausnahme von Indium) bisher immer durch Ausbohren hergestellt waren, konnte die beim Bohren eintretende Oberflächenzerstörung des Einkristalls der Grund dafür sein, da bekanntlich eine Probe um so eher supraleitend zu werden beginnt, je kleiner ihre Kristallite sind[1]). Dem schien die frühere Beobachtung an polykristallinem Zinn insofern zu widersprechen, als auch polykristalline Proben mit ziemlich kleinen Kristalliten den ersten positiven Ausschlag zeigten, wenn sie von einem elektrischen Strom durchflossen waren. Diese Proben waren aber ebenfalls als Hohlzylinder untersucht, die durch Ausbohren hergestellt waren. Es konnte durch nachträgliches Anätzen der Proben gezeigt werden, daß auch bei polykristallinem Zinn sich in einer dünnen Oberflächenschicht der Bohrung eine noch wesentlich feiner kristalline Schicht gebildet hatte, die auch nach längerem Tempern nicht rekristallisierte.

Um die Bearbeitung beim Bohren als Ursache für den ersten Ausschlag direkt nachzuweisen, wurde deshalb in einer geeigneten Form ein polykristalliner Hohlzylinder aus Zinn gegossen und ohne weitere Bearbeitung untersucht. Diese Probe zeigte den paramagnetischen Ausschlag nicht. Wurde die innere Oberfläche dann wie früher weiter ausgebohrt, so wurde bei der anschließenden Prüfung wieder der positive Ausschlag wie bei den anderen Proben beobachtet.

Damit ist gezeigt, daß der erste positive Ausschlag mit der Bearbeitung und Herstellungsart der Hohlzylinder zusammenhängt. Sowohl die Einkristalle wie auch die polykristallinen Proben zeigen an den (innen liegenden) bearbeiteten Stellen ein sehr feinkristallines Gefüge, das bei den letzteren noch wesentlich feinkörniger als das Gußgefüge ist. Diese feinkristalline Schicht wird schon bei etwas höheren Temperaturen supraleitend, und der im normalleitenden Zustand gleichmäßig über den ganzen Querschnitt verteilte Volumenstrom verschiebt sich am Sprungpunkt in die bereits ganz oder teilweise supraleitende Schicht an der inneren Oberfläche des Hohlzylinders. Mit dieser Stromverschiebung ist die erste Magnetisierung verbunden, die als positiver Ausschlag des ballistischen Galvanometers registriert wird. Mit dem Eintritt der Supraleitung im übrigen Querschnitt des Hohlzylinders findet die diamagnetische Induktionsänderung statt, wobei das vom Strom herrührende Magnetfeld kompensiert wird, so daß die resultierende magnetische Induktion im Hohlzylinder in erster Näherung $\mu = 0$ entspricht (Meißner-Ochsenfeld-Effekt).

Die Versuche wurden an einer gegossenen Probe aus Quecksilber wiederholt. Bei Stromdurchgang wurde kein positiver Ausschlag beobachtet, nur die diamagnetische Induktionsänderung trat auf. Eine Bearbeitung der inneren Oberfläche war bei der Quecksilberprobe nicht möglich. Die bereits früher untersuchte Indiumprobe war durch Pressen in einer geeigneten Form hergestellt worden und zeigte den ersten positiven Ausschlag bei Stromdurchgang nur ganz schwach. Die innere Oberfläche dieser Probe wurde nun ausgeschabt, sie zeigte aber auch jetzt keinen deutlich merkbaren positiven Ausschlag bei Stromdurchgang. Ob durch das Schaben des Indiummetalls (Schmelztemperatur 155°C) eine feinkristalline Schicht an der inneren Oberfläche entstanden ist oder nicht, konnte durch Ätzen nicht festgestellt werden.

Zusammenfassung

Durch die vorstehend beschriebenen Versuche ist gezeigt, daß die bei stromdurchflossenen Zinnhohlzylindern mit dem Eintritt der Supraleitung beobachtete erste Magnetisierung mit „paramagnetischem" Vorzeichen (bezogen auf die Richtung des vom Strom erzeugten Magnetfeldes) durch eine Verlagerung des Stromes in die innere Oberfläche hervorgerufen wird. Die Ursache für diese Verlagerung ist eine beim Bohren entstehende feinkristalline Schicht, die einen etwas höheren Sprungpunkt als der übrige Hohlzylinder hat, die also zuerst ihren Widerstandsabfall erfährt. Gegossene oder gepreßte Proben zeigen diesen ersten Ausschlag nicht.

Berlin-Charlottenburg, 10. Dezember 1938.

(Eingegangen 12. Dezember 1938)

1) Vgl. z. B. K. Steiner und P. Graßmann, Physik. Zeitschr. **36**, 516, 1935.

Der Einfluß der Blende auf die Absolutbestimmung der *r*-Einheit

Von Curt König

Mit Tafel VII

Die internationale Einheit der Röntgendosis, das „r", ist bekanntlich dadurch definiert, daß bei Bestrahlung von 1 ccm atmosphärischer Luft von 0° C und 760 mm Hg Druck auf dem Wege der Trägerbildung gerade die Elektrizitätsmenge 1 elektrostatische Einheit erzeugt wird. Die Absolutbestimmung kommt also, abgesehen von der Messung der Luftdichte, auf die Bestimmung einer Elektrizitätsmenge und eines Luftvolumens hinaus. Bei der Verwendung von Faßkammern wird das durchstrahlte Luftvolumen einerseits durch die Länge des in der Kammer wirksamen Strahlenweges und andererseits durch den Querschnitt der Eintrittsblende bestimmt.

Schon 1924 erkannte Behnken (1) die grundlegenden Fehlereinflüsse der Blende: „Eine harte Strahlung läßt sich nämlich durch solche Blenden nicht völlig exakt begrenzen, einmal weil das Blei nicht ganz undurchlässig ist und außerdem, weil an den Rändern der Blende Sekundärstrahlen erzeugt werden. Diese Störungen müssen um so stärker in Erscheinung treten, je länger der Blendenrand im Vergleich zur Fläche der Blendenöffnung ist, d. h. je enger die Blende ist." Behnken untersuchte den Blendeneinfluß auch experimentell, indem er einerseits für harte und andererseits für weiche Röntgenstrahlen die Proportionalität zwischen Ionisationsstrom und Blendenfläche prüfte. Er gelangte dabei zu dem Ergebnis, daß für weiche Strahlen völlige Proportionalität besteht, während für harte Strahlen die Proportionalität erst bei Blendenflächen von mehr als 20 mm² eintritt, was einem Durchmesser von über 5 mm entspricht. Er schließt daraus, daß bei 7 mm Durchmesser keine Störungen mehr zu befürchten seien.

Die Zuverlässigkeit dieser Ergebnisse reichte zweifellos für die damals erreichbare Genauigkeit der Absolutbestimmung, deren möglichen Gesamtfehler Behnken (2) im Jahre 1927 auf $< 2{,}6$ Proz. schätzte, völlig aus. Seitdem hat Behnken (3) aber die Genauigkeit der Absolutbestimmung des „r" nach seinen Angaben auf etwa 1 Promille gesteigert. Im Hinblick auf einen solchen Fortschritt tritt die Frage nach dem Fehlereinfluß der Blende erneut in den Vordergrund, zumal Seemann (4) in einem kurzen Bericht über neue Untersuchungen der Blendensekundärstrahlung nichts Greifbares mitteilt. Der Verfasser hat es sich daher zur Aufgabe gemacht, den Einfluß der Blende auf die Absolutbestimmung der r-Einheit erneut zu untersuchen und so weitgehend wie möglich zu analysieren.

Grundsätzlich bestehen 3 Blendeneinflüsse:

1. Die Sekundärstrahlung der Blendenränder.
2. Die Durchlässigkeit der Blendenränder; und
3. Die Schrägstellung der Blende (Verkantung).

I. Die Sekundärstrahlung der Blendenränder

Hierbei ist grundsätzlich zu unterscheiden:

1. Die Streustrahlung an den Blendenrändern, wobei wieder
   a) diffuse Streuung der Primärstrahlung und
   b) „reflektierte" Primärstrahlung (durch Interferenzen an den Kristalliten des Blendenmetalls)

zu trennen sind, und

2. Die charakteristische Sekundärstrahlung des Blendenmetalls, wobei sich wieder
   a) *K*-Strahlung und
   b) *L*-Strahlung

trennen lassen.

1. Der photographische Nachweis der von den Blendenrändern ausgehenden Strahlung

Hierzu wurde folgende Anordnung verwandt: Ein Kasten *K* aus 5 mm starkem Blei, dessen Grundriß Fig. 1 zeigt, trug an der der Röntgenröhre zugekehrten Seite einen 10 mm langen und 0,5 mm breiten Spalt mit den verstellbaren Backen S_1 und S_2, der mit schwarzem Papier lichtdicht verschlossen war. Auf der gegenüberliegenden Seite konnten die Röntgenstrahlen durch ein Loch aus *K* austreten, das durch eine dünne Aluminiumfolie *Al* lichtdicht abgedeckt war. Außerhalb *Al* befand sich ein Fluoreszenzschirm *Sch*. In die Schienen *a* und *b* konnte der kreisrunde Messingrahmen *M* (Fig. 1 und 2) von 50 mm Radius eingesetzt werden. Seine Achse fiel mit der Kante *C* der Spaltbacke S_1 zusammen. *M* besaß einen 2 cm breiten Schlitz, der bei einigen Versuchen in seinem oberen Drittel mit einer *Al*-Folie von 1 mm Dicke und in seinem unteren Drittel mit einer solchen von 0,06 mm Dicke bedeckt war. An der Außenseite von *M* konnten zwei hintereinanderliegende photographische Filme befestigt werden.

Der ganze Kasten *K* war um eine auf der Zeichenebene senkrecht stehende Achse bei *C* schwenkbar; der Schwenkungswinkel ließ sich genau ablesen. Durch Drehen um *C* wurde *K* so eingestellt, daß die in Pfeilrichtung eintretenden Röntgenstrahlen (Fig. 1) durch die Kanten *C* und *D* der Spaltbacken S_1 bzw. S_2 gerade abgefangen wurden, was sich am Verschwinden des Leuchtbildes auf dem Fluoreszenzschirm *Sch* erkennen ließ. Wegen der Durchlässigkeit der Bleibacken zeigte sich indessen

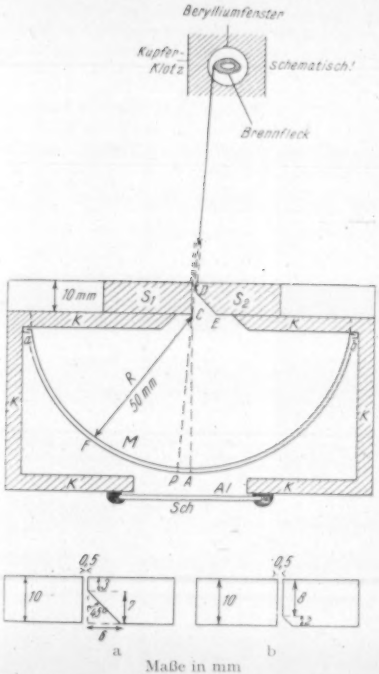


Fig. 1. Photokammer zum Nachweis der Streuung und „Reflexion" an den Blendenrändern.

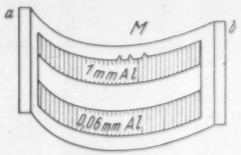


Fig. 2. Einsetzbarer Messingrahmen mit *Al*-Filtern, als Filmträger.

immer noch bei P eine tiefschwarze Linie, die der Diagonale DC des Spaltes entspricht. Da bei dieser Einstellung nur die Spaltbacke S_1 von Röntgenstrahlen getroffen wird, die an S_1 ausgelösten Strahlen aber nicht um C herumgreifen können, so ist zu erwarten, daß die linke Seite des Films zwischen P und a nicht geschwärzt wird. Demgegenüber gibt die bei E abgeschnittene Kante der Spaltbacke S_2 den an S_1 ausgelösten Sekundärstrahlen den Weg frei, so daß eine Schwärzung des Films von A nach b hin zu erwarten ist. Alle Aufnahmen wurden bei 180 kV, 4 mA an einer Stabilivoltanlage mit Tutohaube auf Agfafilm gewonnen. Der Spalt hatte 25 cm Fokusabstand. Für die in Fig. 3 wiedergegebenen Filme I–VIII wurde der Spalt der Fig. 1a verwandt, bei dem die Kante S_2 besonders stark abgeschnitten war, damit einerseits die Sekundärstrahlung möglichst vieler Punkte von S_1 her zur Wirkung gelangt und andererseits ein Winkelbereich von 45° freigegeben wird, so daß die Schwärzungsverteilung einen Überblick über die Richtungsverteilung der Sekundärstrahlung gibt. Zunächst zeigt sich augenfällig bei allen Vorderfilmen entgegen der Erwartung auch links im Bereiche Aa eine Schwärzung, die bei den hinteren Filmen nicht auftritt. Sie ist am intensivsten in der Nähe der Mitte, in der der Film noch von solchen Primärstrahlen getroffen wird, die von der Umgebung des Brennflecks herrühren[1]), und wird von Elektronen verursacht, die durch diese Primärstrahlung im Film ausgelöst werden und die Kammer diffus erfüllen. Der dünne vordere Film genügt bereits, die Elektronen zurückzuhalten, so daß der hintere Film glasklar bleibt. Dies bestätigen auch die Filme V–VIII, die mit den *Al*-Filtern der Fig. 2 aufgenommen wurden und bei denen schon 0,06 mm *Al* genügt, die Elektronen auch vom vorderen Film fernzuhalten. Daß es sich um Elektronen handelt, beweist auch die Unschärfe der Schwärzungsgrenze bei dem unbedeckten Mittelstreifen links auf V und VII: das *Al* stand im oberen und unteren Streifen etwa 1 mm vor dem Film, und die Elektronen konnten so diffus um die beiden *Al*-Streifen etwas herumgreifen. Da es in der Praxis immer möglich sein wird, die Blendenelektronen durch ein Fenster aus geeignetem Material und von genügender Dicke zurückzuhalten, worüber sich eingehendes Zahlenmaterial bei Hase und Küstner (5) sowie bei

[1]) Bei den Aufnahmen der Fig. 3 wurde so mit dem Fluoreszenzschirm eingestellt, daß der linke Rand des Brennflecks verschwunden war. Die tiefschwarze, schmale Linie, bei Aufnahme I und II sogar solarisiert und daher wieder hell, beruht auf der Durchlässigkeit der Bleispaltbacken und entspricht Punkt P in Fig. 1. Wie sich durch Sonderaufnahmen nachweisen ließ, rührt der schwächere Streifen rechts davon von der Umgebung links des Brennflecks her, soweit das Berylliumfenster reicht; der noch schwächere und noch breitere Streifen kommt von einer Strahlung, die von der kupfernen Hülle der Antikathode ausgeht. Dann folgt ein schmaler unbelichteter Streifen und schließlich setzt scharf die Schwärzung durch Sekundärstrahlen ein, und zwar in Verlängerung der Spaltbacke S_1 bei Punkt A (Fig. 1). Bei den Aufnahmen liegt Punkt A unter der Spitze der kleinsten dreieckigen Marke.

Schenck (6) findet, interessiert die Frage der Elektronenemission nicht mehr. Wichtig ist vielmehr nur noch der Tatbestand, auf den es hier ankommt, daß durch Bestrahlung der Spaltbacke S_1 von dieser eine photographisch leicht nachweisbare Sekundärstrahlung ausgeht, und es darf der Schluß gezogen werden, daß auch von den Rändern einer Bleiblende eine ebensolche ausgeht, die sich der Primärstrahlung überlagert und eine zu hohe Ionisation vortäuscht.

Es erhebt sich nun die Frage, woraus die von den Spalt- bzw. Blendenrändern ausgehende Strahlung besteht.

Zweifellos handelt es sich bei einem Teil der nachgewiesenen Strahlung um gestreute Primärstrahlung. Dies ergibt sich daraus, daß das bekannte Gesetz, nach dem harte Komponenten wesentlich mehr in Primärstrahlrichtung gestreut werden als weiche, an den Aufnahmen V–VIII erkannt werden kann. Besonders deutlich zeigt es sich an den Aufnahmen V und VI, die mit der an weichen Komponenten reichen Strahlung von 180 kV ungefiltert erhalten wurden: die im unteren Streifen hinter 0,06 mm *Al* auch unter großem Streuwinkel vorhandenen weichen Komponenten sind im oberen Streifen hinter 1 mm *Al* weggefiltert; unter großem Streuwinkel ist hier die Schwärzung geringer, und nur in der Umgebung des Primärstrahles tritt starke Schwärzung durch die harten Komponenten auf. In etwas geringerem Maße zeigen dies auch die Aufnahmen VII und VIII der homogeneren Strahlung von 180 kV + 2 mm *Cu*.

Es kann nun aber keinem Zweifel unterliegen, daß ein beträchtlicher Teil der photographischen Schwärzung auch von der durch die Primärstrahlung angeregten K- und L-Strahlung der Bleispaltbacke S_1 herrührt. Der Beweis hierfür wird unter I, 2 erbracht werden. Indessen dürfte die L-Strahlung des *Pb* an den oberen Schwärzungsstreifen der Filme V bis VIII nicht beteiligt sein, da sie durch 1 mm *Al* fast restlos absorbiert wird.

Es soll nun aber noch gezeigt werden, daß an den Kristalliten der Bleibacke S_1 auch Reflexionen der Primärstrahlung auftreten. Um dies nachzuweisen, wurde einerseits der Spalt durch den in Fig. 1b dargestellten ersetzt, andererseits wurde in 14 cm Abstand vor ihm noch ein 1 mm breiter Bleispalt aufgestellt. Beide Maßnahmen dienten dazu, wenn auch bei beträchtlichem Intensitätsverlust, möglichst große Schärfe der Spektrallinien zu erhalten. Da die Intensität der Wolfram-$K_{\beta\gamma}$-Linien zu gering ist, um nachgewiesen zu werden, wurde bei den Aufnahmen XIII und XIV ein *Yb*-Filter in den Strahlengang gebracht, dessen K-Kante zwischen die α- und β-Linien des Wolfram fällt und außer den $\beta\gamma$-Linien vor allem den kontinuierlichen Hintergrund in ihrer Umgebung weitgehend unterdrückt, so daß die $\alpha\alpha'$-Linien noch deutlicher hervortraten. Dies zeigt Aufnahme XIV in Fig. 4. Dank der Verwendung zweier Spalte ist hier die Nullmarke viel schärfer, die dem Punkte P in Fig. 1 entspricht; von ihr aus sind die Linienabstände zu rechnen.

Blei kristallisiert kubisch flächenzentriert, die Kante des Elementarwürfels mißt $a = 4{,}92$ Å. Dank dieser Struktur können an den (100)- und (110)-Ebenen nur die geradzahligen Ordnungen auftreten (7). Für den Glanzwinkel φ, die Wellenlänge λ und die kristallographischen Indizes h_1, h_2, h_3 gilt dann die bekannte (7) Formel

$$2a \cdot \sin\varphi = \lambda \cdot \sqrt{h_1^2 + h_2^2 + h_3^2}\,.$$

Setzen wir für Wolfram $\lambda_{\alpha\alpha'} = 0{,}2103$ Å, so erhalten wir für $a = 4{,}92$ Å

$$\sin\varphi = 0{,}02138 \cdot \sqrt{h_1^2 + h_2^2 + h_3^2}\,.$$

Für den Radius $R = 50$ mm von M (Fig. 1) berechnen wir damit die zu erwartenden Linienabstände $2R \cdot \operatorname{arc}\cos\varphi$ von Punkt P in Tabelle I voraus. Vergleichen wir hiermit die Mittelwerte aus den Beobachtungen an den Aufnahmen IX–XIV, so zeigt sich, daß alle zu erwartenden ersten bis dritten Ordnungen tatsächlich auftreten und erst die vierte und höhere Ordnungen aus Intensitätsgründen nicht mehr wahrgenommen werden. Die zahlenmäßige Übereinstimmung ist im Hinblick auf die einfache Versuchsanordnung über Erwarten gut und stellt die Zuordnung der Linien und damit die Reflexionen an den Bleikristalliten des Spaltes einwandfrei sicher.

In welchem Intensitätsverhältnis die an S_1 „reflektierte" und „gestreute" Primärstrahlung steht, läßt sich nicht angeben. Bei dem Vergleich der Fig. 3 und 4 scheint es zunächst so, als sei die diffuse Streuung der Reflexion an Intensität weit überlegen. Dabei ist aber zu beachten, daß bei Fig. 4 durch das Einschieben eines zweiten Spaltes der größte Teil der Primärintensität ausgeschaltet und durch Verwendung des engen Spaltes gemäß Fig. 1b auch der größte Teil der Sekundärintensität unterdrückt wurde. Bei den Aufnahmen der Fig. 3 ohne Vorderspalt werden demgegenüber die Spektrallinien viel intensiver sein: infolge der viel größeren Primärstrahlungsquelle und der größeren, zur Reflexion beitragenden Fläche von S_1 sind sie aber so breit und verwaschen, daß sie sich gegenseitig zu einem Kontinuum überdecken. Die scheinbar diffus gestreute Strahlung besteht also in Wirklichkeit zu einem wesentlichen Teil

Ohne *Al*-Filter vorm Film. Oben: 1 mm *Al* vorm Film. Unten: 0,06 mm *Al* vorm Film. Mitte: ohne *Al*.

Fig. 3. Sekundärstrahl-Aufnahmen.

Fig. 4. Linienreflexion der Bleikristallite.

Tabelle I

Debye-Scherrer-Interferenzen der Wolfram-$K_{\alpha_{1,2}}$-Linien an den Kristalliten des Bleispaltes

Berechnet				Beobachtet an Aufnahme						
Ordnung	$h_1 h_2 h_3$	$\sqrt{h_1^2+h_2^2+h_3^2}$	$2R \arccos q$ mm	Mittel	IX	X	XI	XII	XIII	XIV
2.	200	2,00	4,28	4,26	—	4,3	4,3	4,3	4,2	4,2
4.	400	4,00	8,55	—	—	—	—	—	—	—
2.	220	2,83	6,05	6,15	6,2	6,0	6,3	6,0	6,2	6,2
4.	440	5,66	12,12	—	—	—	—	—	—	—
1.	111	1,73	3,69	3,67	—	—	—	3,5	3,7	3,8
2.	222	3,46	7,39	7,40	7,2	7,5	7,5	7,4	7,3	7,5
3.	333	5,20	11,11	11,15	—	—	11,2	11,1	—	—
4.	444	6,93	14,86	—	—	—	—	—	—	—
2.	420	4,48	9,60	9,85	9,8	9,7	10,0	10,0	9,8	9,8

aus reflektierter, ja es erscheint keineswegs ausgeschlossen, daß die Intensität der „reflektierten" Strahlung größer ist als die der diffus gestreuten.

2. Die Ionisationsanalyse der Blendenstrahlung

Da es sich um sehr kleine Effekte handelte, die in ihre Einzelkomponenten von einigen Promille der Primärionisation zerlegt werden sollten, wurde nach einer hochempfindlichen Kompensationsmethode gearbeitet. Von einer Doglasröhre in Tutohaube, die mit einer Stabilivoltanlage betrieben wurde, gingen zwei Strahlenbündel aus, denen durch eine gemeinsame Bleiklappe gleichzeitig Zutritt zu zwei Ionisationskammern von etwa 13 cm Durchmesser und 30 cm Länge gegeben werden konnte. Die eine derselben lag an $+400$ Volt, die andere an -400 Volt Sättigungsspannung, die von Batterien geliefert wurde. Die Elektroden der Kammern waren mit einem hochempfindlichen Wulfschen Einfadenelektrometer verbunden. Mit Hilfe eines längs einer Schiene verschiebbaren Radiumpräparates konnte völlige Kompensation ungewollter Strahlung erzielt werden. Die eine Kammer diente als Meßkammer zur Untersuchung der Blendenstrahlung, die andere zur Kompensation. Sie besaß außer einer Blende von etwa 1 cm² eine weitere spaltförmige Blende von 0,5 mm Weite und etwa 4 cm Länge. Mit Hilfe einer Mikrometerschraube mit Trommelablesung ließ sich die Spaltblende mehr oder weniger abblenden. Sie wurde durch einen Sonderversuch genau kalibriert; in der Mitte des Spaltes entsprach 1 Umdrehung der Trommel 0,4 Proz. Ionisationsänderung, und hiervon konnten noch Zehntel auf der Trommel abgelesen werden. Durch Häufung der Einzelbeobachtungen wurde die Genauigkeit des Ergebnisses erhöht. Die Hauptschwierigkeit verursachten Netzschwankungen; denn wegen der ungleichen Dicke des Röhrenglases änderte sich auch das Intensitätsverhältnis der Röntgenstrahlen in beiden Bündeln, sobald die Röhrenspannung schwankte. Mit Hilfe eines zwischen Gleichstromnetz und Umformer gelegten Spindelregulierwiderstandes mußte deshalb die Klemmenspannung des Umformers unausgesetzt konstant gehalten werden. Dies geschah durch Beobachtung des Röhrenstromes, dessen Milliamperemeter wegen der Glühemission ein viel empfindlicherer Indikator auf Netzschwankungen ist als ein Voltmeter am Netz oder Transformator.

a) Die Analyse der Blendenstrahlung

Da bei Verwendung verschiedener Blenden die Fehler ihrer Flächenbestimmungen ins Ergebnis eingehen, wurde die Analyse an ein und derselben Blende ausgeführt. Diese Blende bestand aus Blei von 5 mm Dicke. Sie trug innerhalb eines Umkreises von 2 cm Durchmesser 9 konische Löcher, deren Durchmesser an der engen Seite 4 mm und an der weiten Seite 5 mm betrugen, so daß sich eine Neigung der Wandungen von 1 : 10 gegen die Lochachsen ergab. Diese Blende konnte nun abwechselnd so vor die Meßkammer gebracht werden, daß sie dem Brennfleck einmal die kleinen, einmal die großen Öffnungen der Löcher zukehrte. Im ersten Falle (*A*) wurden die konischen Wandungen der Löcher nicht bestrahlt: dann entstand an ihnen keine Sekundärstrahlung und die reine Primärstrahlung kam zur Messung. Im zweiten Falle (B) aber wurden die konischen Lochwandungen mitbestrahlt, und dann fiel außer der Primärstrahlung auch die Sekundärstrahlung in die Meßkammer. Durch eine Justierung wurde peinlichst dafür gesorgt, daß in beiden Stellungen die engen Lochöffnungen genau in demselben Brennfleckabstand lagen, wodurch das

quadratische Abstandsgesetz ausgeschaltet und gleiche Primärintensität für A und B gewährleistet wurde. Die Justierung war, wie Sonderversuche durch absichtliche Falschjustierung lehrten, so genau, daß etwaige kleine Justierfehler nicht nachweisbar waren. Der Blendenabstand vom Brennfleck betrug 69 cm. Ein Filter F aus 1 mm Al ließ sich sowohl unmittelbar hinter der Blende vor der Meßkammer als auch nahe dem Brennfleck an der Tutohaube in das Strahlenbündel einschalten. Dieses diente dazu, die K- und L-Strahlung der Bleiblende zu trennen. Denn wie sich leicht zeigen läßt, schwächt 1 mm Al die Intensität der Blei-K-Serie auf 0,95, die der Blei-L-Serie aber auf 0,011. Wir wollen nun zunächst in Näherung so rechnen, als ob das Al-Filter die K-Strahlung der Bleiblende ungeschwächt durchließe, ihre L-Strahlung aber völlig unterdrückte. Bezeichnen wir weiterhin mit

J_0 die Ionisation durch die Primärstrahlung,
K die Ionisation durch die K-Strahlung der Blende,
L die Ionisation durch die L-Strahlung der Blende,
S die Ionisation durch die gestreute und reflektierte Strahlung der Blende,
σ die Ionisation durch die Streustrahlung des Al-Filters,

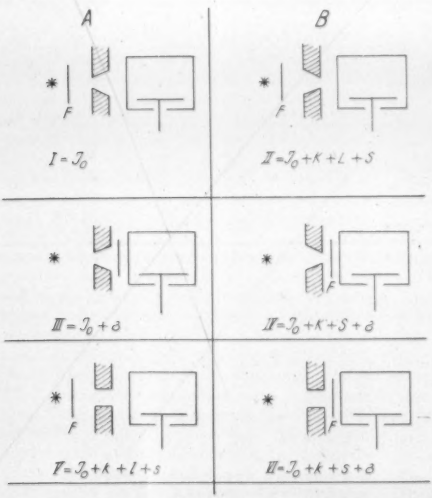


Fig. 5. Anordnung der Blenden und Filter zur Analyse der Blendenstrahlung.

so setzen sich, je nach der Stellung A oder B der Blende und je nach Anordnung des Al-Filters, die beobachteten Werte I, II, III und IV aus den in Fig. 5 angegebenen Größen zusammen. Hierzu ist im einzelnen zu bemerken: die bei III und IV mitgemessene Ionisation σ durch die Filterstreuung gelangt bei I und II nicht mit zur Beobachtung, da das Filter F hier zu weit von der kleinen Blende entfernt ist. Auch ist J_0 in allen vier Fällen gleich, da es keine Rolle spielt, wo man F in den Strahlengang einschaltet. Schließlich wäre eigentlich zu berücksichtigen, daß im Falle IV das K und S intensiver ist als im Falle II, da ja bei IV die Blendenränder von der nicht durch das Al-Filter geschwächten Primärstrahlung getroffen werden. Da nun aber die Streustrahlung S fast ganz dieselbe Härte hat wie die Primärstrahlung, so wird S im Falle IV durch F fast genau um denselben kleinen Bruchteil geschwächt, um den es intensiver erregt wird. Hinsichtlich K ist entsprechend zu bedenken, daß bei IV nur jene Wellenlängen der Primärstrahlung zur intensiveren Anregung von K beitragen, die kurzwelliger sind als die Blei-K-Kante; und da nach Obigem das 1 mm Al die Blei-K-Strahlung um etwa 5 Proz. schwächt, so wird es die erregenden Wellenlängen der Primärstrahlung um etwa 4 Proz. schwächen. Es wird also K im Falle IV um etwa 4 Proz. stärker angeregt und dafür um etwa 5 Proz. stärker geschwächt als im Falle II. Es wird also im Falle IV das K um etwa 1 Proz. seines Wertes, das S um weniger als 1 Proz. seines Wertes falsch gemessen; und da sowohl K wie S selbst nur einige Prozent von J_0 betragen, so liegen unsere Vernachlässigungen bei Bruchteilen eines Promille und damit außerhalb der Meßfehlergrenzen.

Wir sind somit berechtigt, von den in Fig. 5 dargestellten Beziehungen auszugehen und erhalten damit aus den Beobachtungen I–IV:

$$\frac{K+L+S}{J_0} = \frac{\mathrm{II}-\mathrm{I}}{\mathrm{I}} \tag{1}$$

$$\frac{K+S}{J_0} = \frac{\mathrm{IV}-\mathrm{III}}{\mathrm{I}} \tag{2}$$

$$\frac{L}{J_0} = \frac{\mathrm{II}-\mathrm{I}+\mathrm{III}-\mathrm{IV}}{\mathrm{I}} \tag{3}$$

$$\frac{\sigma}{J_0} = \frac{\mathrm{III}-\mathrm{I}}{\mathrm{I}}. \tag{4}$$

Die für die Untersuchungen verwandten Strahlungen, ihre Halbwertschichten in mm Cu sowie die aus den

Tabelle II

Zusammensetzung der Blendenstrahlung in Prozenten der Primärionisation

Primärstrahlung			Blendenstrahlung in Proz. von J_0					Filter-streuung
kV	Filter in mm	HWS in mm *Cu*	*L*	*S*	*L* + *S*	*K* + *S*	*K* + *S* + *L*	σ in Proz.
70	1 *Al*	0,080	1,60	0,75	2,35	—	—	3,37
88	1 *Al*	0,112	1,59	0,70	2,28	—	—	3,07
110	0,3 *Cu* + 1 *Al*	0,468	1,08	—	—	1,18	2,26	2,19
140	1,0 *Cu* + 1 *Al*	1,00	0,91	—	—	1,53	2,44	1,81
180	2,0 *Cu* + 1 *Al*	1,95	0,77	—	—	1,71	2,48	1,51

Beobachtungen erhaltenen Ergebnisse sind in Tabelle II zusammengestellt; außerdem gibt Fig. 6 die Ergebnisse in Kurvenform in Abhängigkeit von der Halbwertschicht. Da die Blei-*K*-Strahlung bei den beiden weichsten Primärstrahlungen noch nicht angeregt ist, ließ sich für diese *L* und *L* + *S* bestimmen.

Im einzelnen ist zu den Ergebnissen zu sagen: Die Streuung σ des *Al*-Filters hat an sich nichts mit der Blendenstrahlung zu tun. Ihr Wert folgt nur nebenbei aus der Rechnung und zeigt mit steigender Strahlenhärte die nach den Gesetzen der Comptonstreuung zu erwartende Abnahme.

Daß die Intensität charakteristischer Sekundärstrahlung mit abnehmender Wellenlänge der Primärstrahlung zunächst ansteigt, dann ein Maximum erreicht und schließlich wieder abfällt, ist eine bekannte (6, 8, 9) Tatsache. Die *L*-Serie des Bleies haben Küstner und Arends (10) mit monochromatischen Röntgenstrahlen untersucht und das Maximum bei etwa 0,55 Å gefunden. Rechnet man die Strahlungen der Tabelle II aus den Halbwertschichten in Kupfer auf Wellenlängen um, so erhält man für die weichste, die 70-kV-Strahlung, etwa 0,39 Å als mittlere Wellenlänge. Tatsächlich hat die *L*-Emission hier also bereits das Maximum überschritten und klingt allmählich ab, wie das Fig. 6 zeigt. — Die Blei-*K*-Strahlung ließ sich aus den vorliegenden Versuchen nicht isolieren; man findet nur *K* + *S*. Macht man aber die einleuchtende Annahme, daß die gestreute und reflektierte Strahlung *S* mit der Härte der Primärstrahlung gar nicht oder nicht wesentlich ansteigt, so folgt für die *K*-Strahlung allein ein Intensitätsanstieg mit zunehmender Strahlenhärte. Auch das entspricht durchaus der Erwartung, da sich von 88 kV ab mit Erhöhung der kV-Zahl immer mehr Wellenlängen des primären kontinuierlichen Spektrums auf die kurzwellige Seite der Blei-*K*-Kante schieben und so zur immer intensiveren Erregung der Blei-*K*-Strahlung beitragen.

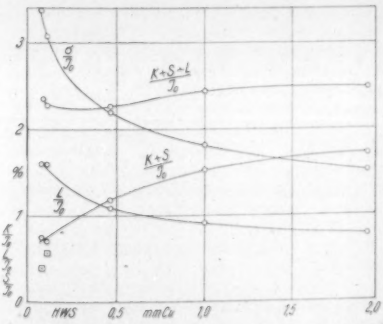


Fig. 6. Die Analyse der Blendenstrahlung in Streustrahlung *S*, in *K*- und *L*-Strahlung der Bleiblendenränder sowie die Streustrahlung des *Al*-Filters, in Prozenten der Primärstrahlung, in Abhängigkeit von deren Härte nach mm *Cu*-*HWS*.

Zusammenfassend läßt sich also sagen, daß die Analyse der Blendenstrahlung in ihrer Härteabhängigkeit in jeder Hinsicht mit den auf bekannte Tatsachen gegründeten Erwartungen in Einklang steht, was für die Zuverlässigkeit der Analyse spricht.

b) Der Vergleich des Effekts an verschiedenen konischen Blenden

Die Intensität der Blendenstrahlung muß in erster Näherung der von den Blendenrändern absorbierten Energie proportional sein. Kehrt die konische Blende in Stellung *B* (Fig. 5) dem Brennfleck ihre größere Öffnung zu, so erscheinen von diesem aus gesehen beide Öffnungen als Kreise mit den Radien R_a und R_i. Die absorbierte Primärenergie ist also proportional der Ringfläche $(R_a^2 - R_i^2) \cdot \pi$, während die Ionisation durch die Primärstrahlung proportional der Fläche des kleineren Loches $R_i^2 \cdot \pi$ ist. Das gilt aber nicht allein für das mittlere von mehreren Löchern, dessen verlängerte Achse durch die

Mitte des Brennflecks geht, sondern auch für die anderen Blendenlöcher: für sie erscheinen die Kreise mit R_i und R_a freilich nicht konzentrisch; das ändert aber nichts an der Größe der berechneten Ringfläche. Voraussetzung ist allerdings, daß, von jedem beliebigen Punkte des Brennflecks her gesehen, der innere Kreis R_i den äußeren R_a nicht berührt, und zwar weder in A- noch in B-Stellung. Denn dann allein werden in B-Stellung die Blendenränder voll bestrahlt, in A-Stellung aber gar nicht getroffen. Und diese Voraussetzung war, wie sich leicht nachrechnen läßt, für alle Blenden der vorliegenden Untersuchung erfüllt.

Damit erhalten wir für die Ionisation durch die Sekundärstrahlung der Blendenränder, bezogen auf die Ionisation durch die Primärstrahlung,

$$C \cdot \frac{(R_a^2 - R_i^2) \cdot \pi}{R_i^2 \cdot \pi} = C \cdot \left[\left(\frac{R_a}{R_i} \right)^2 - 1 \right], \qquad (5)$$

wobei C ein Proportionalitätsfaktor ist. Für zwei Blenden aus gleichem Material und mit derselben Neigung ihrer konischen Randflächen wird unter sonst gleichen Bedingungen, insbesondere für dieselbe Härte und Homogenität der Primärstrahlung, C als gleich angenommen werden dürfen. Dann ist für das Verhältnis der Strahlung von zwei Blenden 1 und 2 zu erwarten

$$\frac{A_1}{A_2} = \frac{\left(\frac{R_a}{R_i} \right)_1^2 - 1}{\left(\frac{R_a}{R_i} \right)_2^2 - 1}. \qquad (6)$$

Es wurde nun eine 1 cm dicke Blende hergestellt, die, innerhalb eines Kreises von 2 cm Durchmesser, drei kreisrunde konische Löcher besaß, deren Durchmesser 7 bzw. 9 mm betrugen. Die Neigung war also wieder 1 : 10 wie bei der oben beschriebenen Blende von 9 Löchern. Bezeichnen wir diese mit 1 und die dreilöcherige mit 2, so wäre zu erwarten

$$\frac{A_1}{A_2} = \frac{0{,}56}{0{,}65} = 0{,}86 .$$

Beide Blenden wurden bei 160 kV + 1,3 mm Cu 10mal miteinander verglichen; das Ergebnis war im Mittel 1,20. Daraufhin wurde die dreilöcherige Blende an der Seite der größeren Öffnungen auf eine Dicke von 8,75 mm abgedreht. Dadurch wurde erreicht, daß jedes ihrer drei Löcher eine genau maßstäbliche Vergrößerung der Löcher der Blende 1 wurde. In diesem Falle war das Ergebnis 1,00 zu erwarten. Der Vergleich bei derselben Strahlung wie oben lieferte demgegenüber 1,24. In beiden Fällen liefert also die Blende mit den drei größeren Löchern einen kleineren Effekt, als zu erwarten wäre. Dabei ist aber zu bedenken, daß das Meßergebnis in jedem Falle der Quotient zweier sehr kleiner Effekte ist, deren jeder kleiner ist als 3 Proz. der Primärionisation. Weiter ist zu beachten, daß sich der Durchmesser eines konischen Loches auf der weiten Seite nicht so genau bestimmen läßt wie auf der engen, und daß schon ein Fehler des Durchmessers der größeren Öffnung von nur 4 Proz. genügt, um im letzten Falle Übereinstimmung zwischen Rechnung und Beobachtung zu erhalten. Schließlich mag auch die Rauhigkeit der Blendenrandflächen bei der nahezu streifenden Inzidenz und Emergenz der Strahlung eine Rolle spielen: schon mit bloßem Auge kann man von der Herstellung herrührende kreisförmige Riefen erkennen. Im Hinblick auf diese Umstände scheint die Übereinstimmung zwischen Rechnung und Ergebnis so befriedigend zu sein, als nach Lage der Dinge erwartet werden kann.

3. Die Sekundärstrahlung einer zylindrischen Blende

Bei einer solchen ist naturgemäß das bisher geübte Verfahren der Umkehrung nicht anwendbar. Dennoch ist es Zweck und Ziel der vorliegenden Untersuchung, einen Weg aufzuzeigen, der gerade für zylindrische Blenden den Einfluß der Randstrahlung bestimmen läßt.

Wir gehen dabei von der Auffassung aus, daß bei denselben Strahlungen für Bleiblenden beliebiger Form deren K-, L- und Streustrahlung immer zueinander in demselben Verhältnis stehen werden, wie es Fig. 6 zeigt, da dieses Verhältnis nur durch die Härte der Primärstrahlung einerseits und durch das Blendenmaterial Blei andererseits bestimmt wird. Demgegenüber wird für die Größe der gesamten Blendenstrahlung das Verhältnis der an den Blendenrändern absorbierten Energie zu der in die Kammer eintretenden Primärenergie maßgebend sein. Mit anderen Worten: bei allen Bleiblenden werden für dieselben Strahlungen die Kurven der Fig. 6 gelten, wobei sich nur ihr Ordinatenmaßstab mit den geometrischen Bedingungen ändert.

Unter dieser Voraussetzung läßt sich die Sekundärstrahlung einer Zylinderblende durch Vergleich mit derjenigen einer konischen Blende bestimmen.

Zu diesem Zwecke wechseln wir die konische Blende gegen die Zylinderblende aus und messen einmal, wenn das Al-Filter nahe dem Brennfleck steht (V), einmal, wenn es zwischen Blende und Kammer steht (VI), wie das Fig. 5 zeigt. Bezeichnen wir die K-, L- und Streustrahlung der Zylinderblende bzw. mit k, l und s, so setzen

Tabelle III

Ermittelung der Sekundärstrahlung einer Zylinderblende

kV	Filter in mm	HWS in mm Cu	Erste Näherung			Endgültig		
			l/J_0	l/L	$(l+s)/J_0$	l/J_0	l/L	$(l+s)/J_0$
70	1 Al	0,080	0,39	0,244	0,573	0,372	0,233	0,548
88	1 Al	0,112	0,57	0,360	0,820	0,550	0,348	0,793
Mittel:			0,48	0,302	0,696	0,46	0,290	0,670

sich die Beobachtungswerte V und VI so zusammen, wie das Fig. 5 angibt. Die Messungen I–VI werden bei einer bestimmten Strahlung mehrfach im Turnus gemessen und die Mittelwerte gebildet. Wir erhalten dann

$$\frac{\sigma - l}{J_0 + k + l + s} = \frac{\mathrm{VI} - \mathrm{V}}{\mathrm{V}} . \qquad (7)$$

Eigentlich müßten wir $(\sigma - l)/J_0$ bestimmen, wofür uns aber keine Unterlagen zur Verfügung stehen: durch I statt durch V zu dividieren wäre unstatthaft, da $\mathrm{I} = J_0$ für eine andere Blende mit anderer Öffnung gilt. Nun sind aber k, l und s gegenüber J_0 von der Größenordnung eines Prozent. Vernachlässigen wir sie und messen wir gar noch bei 70 oder 88 kV, wo die K-Strahlung des Bleies ohnehin noch nicht angeregt ist, so begehen wir einen sehr kleinen Fehler, wenn wir in Näherung setzen

$$\frac{\sigma - l}{J_0} \sim \frac{\mathrm{VI} - \mathrm{V}}{\mathrm{V}} . \qquad (8)$$

$$\frac{k + l + s}{J_0} = \frac{l}{L} \cdot \frac{K + L + S}{J_0} = \frac{\mathrm{II} - \mathrm{I}}{\mathrm{I} \cdot \mathrm{V}} \cdot \frac{\mathrm{III} \cdot \mathrm{V} - \mathrm{I} \cdot \mathrm{VI}}{\mathrm{II} - \mathrm{I} + \mathrm{III} - \mathrm{IV}} .$$

Das Ergebnis für die Zylinderblende wird also mit Hilfe der L-Strahlung gewonnen. Und da diese, wie wir sahen, für weiche Strahlen am intensivsten ist, wird für diese das Ergebnis am genauesten werden.

In der dargelegten Weise wurde eine Bleiblende von 5 mm Dicke und mit 9 zylindrischen Löchern von 4 mm Durchmesser, die innerhalb eines Kreises von 2 cm Durchmesser angeordnet waren, mit unserer oben beschriebenen Blende von 9 konischen Löchern verglichen. Die Ergebnisse sind in Tabelle III zusammengestellt. Wie man erkennt, liegt die Verbesserung der ersten Näherung innerhalb der Meßfehlergrenzen. Auch dürften die Unterschiede zwischen den Ergebnissen bei den zwei Strahlungen auf Meßfehler zurückzuführen und die Mittelbildung daher erlaubt sein. Hiernach beträgt die gesamte Sekundärstrahlung unserer Zylinderblende also das 0,3fache derjenigen bei der konischen Blende. Bei 180 kV liefert die Zylinderblende also $2{,}5 \cdot 0{,}3 = 0{,}75$ Proz. zu hohe Ionisation durch Sekundärstrahlung.

Überdies bleibt es uns unbenommen, nachdem das Ergebnis für k, l und s in erster Näherung erhalten wurde, diese Werte in Gleichung (7) einzusetzen und die Rechnung exakt zu wiederholen. Mit Hilfe von Gleichung (4) erhalten wir

$$\frac{l}{J_0} \sim \frac{\mathrm{III} - \mathrm{I}}{\mathrm{I}} - \frac{\mathrm{VI} - \mathrm{V}}{\mathrm{V}} = \frac{\mathrm{III}}{\mathrm{I}} - \frac{\mathrm{VI}}{\mathrm{V}} , \qquad (9)$$

und hieraus auf Grund von Gleichung (3):

$$\left.\begin{aligned} \frac{l}{L} &= \frac{\frac{\mathrm{III}}{\mathrm{I}} - \frac{\mathrm{VI}}{\mathrm{V}}}{\mathrm{II} - \mathrm{I} + \mathrm{III} - \mathrm{IV}} \cdot \mathrm{I} \\ &= \frac{\mathrm{I}}{\mathrm{V}} \cdot \frac{\mathrm{III} \cdot \mathrm{V} - \mathrm{I} \cdot \mathrm{VI}}{\mathrm{II} - \mathrm{I} + \mathrm{III} - \mathrm{IV}} . \end{aligned}\right| \qquad (10)$$

Damit ist das Verhältnis festgelegt, in dem die L-Strahlung der Zylinderblende zu derjenigen der konischen Blende steht. Und auf Grund unserer Fundamentalannahme erhalten wir für die Gesamtstrahlung der Zylinderblende relativ zu der von ihr durchgelassenen Primärstrahlung

$$\frac{K + L + S}{J_0} = \frac{\mathrm{II} - \mathrm{I}}{\mathrm{I} \cdot \mathrm{V}} \cdot \frac{\mathrm{III} \cdot \mathrm{V} - \mathrm{I} \cdot \mathrm{VI}}{\mathrm{II} - \mathrm{I} + \mathrm{III} - \mathrm{IV}} . \qquad (11)$$

II. Die Durchlässigkeit der Blendenränder bei konischen und zylindrischen Blenden

1. Die konische Blende bei achsenparallelem Strahlenbündel

Ist der Radius des kleineren Loches R_i, der des größeren R_a und die Dicke der Blende D, so folgt für den Neigungswinkel φ des Blendenrandes gegen die Blendenachse

$$\operatorname{tang} \varphi = \frac{R_a - R_i}{D} .$$

Bei der oben beschriebenen und im folgenden benutzten Blende von 9 Löchern war $\operatorname{tang} \varphi = 0{,}1$. Eine Strahlung, die das Metall im konischen Teil

der Blende parallel zu deren Achse und im Abstande R von dieser durchsetzt, hat im Metall den Weg

$$l = (R - R_i) \cdot \operatorname{cotg} \varphi$$

zurückzulegen und wird dabei auf den Bruchteil

$$e^{-\mu \cdot l} = e^{-\mu \cdot (R - R_i) \cdot \operatorname{cotg} \varphi}$$

geschwächt. Es verhält sich also die Energie der Strahlung, die aus einem zur Blendenachse konzentrischen Kreise zwischen R und $R + dR$ austritt, zur auffallenden Intensität wie

$$2 R \pi \cdot e^{-\mu \cdot (R - R_i) \cdot \operatorname{cotg} \varphi} dR .$$

Ist die Dicke D der Blende so groß, daß sie auch von den härtesten Strahlen nicht nachweisbar durchsetzt werden kann, so dürfen wir zwischen R_i und ∞ integrieren und erhalten für den Ionisationsfehler $\Delta\mu$ infolge von Durchlässigkeit der Blendenränder als Bruchteil der wahren Ionisation J_0

$$\frac{\Delta\mu}{J_0} = \frac{2}{R_i^2} \cdot \int_{R_i}^{\infty} R \cdot e^{-\mu \cdot (R - R_i) \cdot \operatorname{cotg} \varphi} \cdot dR = 2 \cdot \frac{\operatorname{tang} \varphi}{\mu \cdot R_i} \cdot \left[1 + \frac{\operatorname{tang} \varphi}{\mu \cdot R_i} \right] \qquad (12)$$

Diese Integration ist durchführbar, solange der Schwächungskoeffizient μ der Strahlung längs ihres ganzen Weges als konstant angesehen werden kann, also für rein monochromatische Strahlen. Für die hier verwandten inhomogenen Strahlungen ist dies indessen wegen des Röntgenschen Schwächungsgesetzes offenbar nicht erlaubt. Es wurde daher für jede der benutzten Strahlungen die Schwächungskurve in Blei aufgenommen. Da sich die Dicke der sehr dünnen Folien auf direktem Wege nicht genau genug festlegen ließ, wurde sie durch Wägung und Flächenmessung aus dem Vergleich mit einem etwa 1 mm dicken Stück Blei gewonnen, dessen Dicke genau mit dem Mikrometer bestimmt werden konnte. Mit Hilfe der so erhaltenen Schwächungskurven wurde die Integration graphisch für 6 Blenden verschiedenen Durchmessers zwischen 4 und 20 mm bei der Neigung 1 : 10 durchgeführt. Die Ergebnisse zeigt Fig. 7 in Abhängigkeit von der Halbwertschicht. Die Strahlungen sind dieselben wie in Tabelle IV.

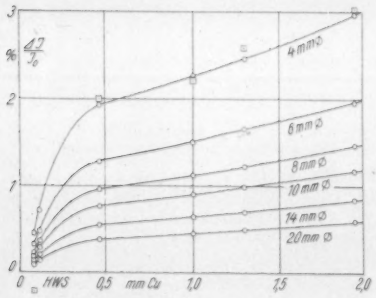


Fig. 7. Ionisationszusatz zufolge Durchlässigkeit der konischen Bleiblendenränder in Prozenten der Primärstrahlung, in Abhängigkeit von deren Härte nach mm *Cu-HWS*.

Man erkennt, daß für unsere oben beschriebene Blende mit 9 Löchern und $2 R_i = 4$ mm Durchmesser bei der weichsten Strahlung ein relativer Ionisationsfehler von etwa 0,5 Proz., bei der härtesten aber ein solcher von fast 3 Proz. zu erwarten ist. Bei einer Blende von 8 mm Durchmesser beträgt der Fehler hier immer noch 1,5 Proz. und bei einer solchen von 20 mm Durchmesser 0,6 Proz. Dabei ist eine Strahlung von 1,9 mm *Cu* HWS. keineswegs eine besonders harte Strahlung. Die Fig. 7 lehrt demnach, daß die Durchlässigkeit der Ränder konischer Bleiblenden eine beträchtliche Fehlerquelle darstellen kann.

Tabelle IV

Ionisationsfehler infolge von Durchlässigkeit der Bleiränder bei der konischen Blende

kV	Filter in mm	HWS in mm *Cu*	Δ beob. Proz.	Δ Proz. für gleiche Blendenfläche
70	2 *Al*	0,080	3,70	−0,20
88	2 *Al*	0,112	3,00	+0,50
110	0,4 *Cu* + 2 *Al*	0,468	1,52	1,98
140	1,0 *Cu* + 2 *Al*	1,00	1,27	2,23
160	1,3 *Cu* + 2 *Al*	1,30	0,91	2,59
180	2,0 *Cu* + 2 *Al*	1,95	0,49	3,01

Um Mißverständnissen vorzubeugen, sei betont, daß der Einfluß der Randdurchlässigkeit bei den unter I beschriebenen Untersuchungen keinen Einfluß hat, da die Durchlässigkeit unabhängig davon ist, in welcher der beiden Richtungen (A oder B) die Blende durchstrahlt wird.

Um den so berechneten Einfluß der Durchlässigkeit der Blendenränder zu prüfen, wurde die 5 mm starke konische Blende mit 9 Löchern von je $2 R_i = 4$ mm Durchmesser bei den 6 Strahlungen der Tabelle IV mehrmals in Stellung A (Fig. 5) gegen eine 5 mm starke Zylinderblende mit 1 Loch von 12 mm Durchmesser ausgewechselt und so die Ionisation bei beiden

Tabelle V

Bestimmung des scheinbaren Schwächungskoeffizienten aus den Messungen von J/J_0 in Blei

180 kV + 2 mm Cu + 2 mm Al				88 kV + 2 mm Al			
d cm Pb	$(J/J_0)_{beob.}$	μd	μ	d cm Pb	$(J/J_0)_{beob.}$	μd	μ
0,0086	0,724	0,323	37,6	0,0064	0,310	1,171	183
0,0173	0,524	0,646	37,4	0,0081	0,235	1,448	179
0,0347	0,290	1,237	35,6	0,0150	0,123	2,096	140
0,0500	0,187	1,677	33,6	0,0173	0,101	2,293	132
0,0759	0,088	2,430	32,0	0,0237	0,067	2,703	114
0,0948	0,044	3,12	32,9	0,0259	0,059	2,830	109
0,1448	0,016	4,13	28,5	0,0347	0,035	3,35	97
—	—	—	—	0,0500	0,016	4,13	83
—	—	—	—	0,0673	0,0085	4,77	71

Blenden verglichen. Bei der letztgenannten Blende ist nicht nur wegen ihres großen Durchmessers, sondern auch wegen ihrer parallelen Blendenflächen ein sehr kleiner Einfluß der Randdurchlässigkeit zu erwarten, und es müßte sich daher eine Härteabhängigkeit der zylindrischen Blende zeigen, die etwa der oberen Kurve von Fig. 7 entspricht. Tabelle IV zeigt die Ergebnisse. In Spalte 4 ist angegeben, um wieviel Prozent die beobachtete Ionisation bei der Zylinderblende größer war als bei der konischen. Die Härteabhängigkeit tritt hier schon im richtigen Sinne zutage. Nach den oben angegebenen Lochdurchmessern hätte für eine unendlich weiche Strahlung die Ionisation in beiden Blenden gleich sein müssen, da $9 \cdot 2^2\pi = 6^2\pi$ ist. Während sich nun bei einer Nachprüfung der Durchmesser der einlöcherigen Blende in der Tat genau zu 12 mm ergab, erwies sich der kleinere Durchmesser der Löcher in der konischen Blende, der, um Deformationen zu vermeiden, nur weniger genau ermittelt werden konnte, um einige Prozent kleiner als 4 mm. Setzen wir den gesamten Flächenunterschied zu 3,5 Proz. an und beziehen wir die Ergebnisse auf gleiche Gesamtflächen, so haben wir die Werte der Spalte 4 von Tabelle IV von 3,5 Proz. abzuziehen. Dann gibt uns Spalte 5 an, um wieviel Prozent die Ionisation in der konischen Blende größer ist als in der zylindrischen. Die Werte sind als Vierecke in Fig. 7 eingetragen und zeigen — mit Ausnahme des einen Wertes bei der weichsten Strahlung — vorzügliche Übereinstimmung mit der berechneten Kurve, was für die Richtigkeit derselben spricht.

Wir prüfen nun die Brauchbarkeit unserer Formel (12), die ja genau nur für monochromatische Strahlen gilt, für unsere Strahlengemische. Wir berechnen zunächst den Mittelwert von μ. In Tabelle V ist dies beispielsweise für zwei unserer Strahlungen durchgeführt. Das beobachtete J/J_0 liefert das zugehörige $\mu \cdot d$, und aus der zugehörigen Bleidicke erhält man den entsprechenden scheinbaren Schwächungskoeffizienten μ. Dieser nimmt mit steigender Bleidicke ab und bestätigt sehr schön das Röntgensche Schwächungsgesetz für Strahlengemische. Wie sich nach einigem Probieren ergibt, ist es zweckmäßig, als mittleres μ den für $J/J_0 = 0{,}2$ erhaltenen Wert einzusetzen. Die so aus den Messungen erhaltenen mittleren μ_m gibt Tabelle VI in Spalte 4 für die benutzten Strahlungen. Zunächst zeigt sich, daß für unsere Neigung der Blendenränder, also für $\tan\varphi = 0{,}1$, und für unser $R_i = 0{,}2$ cm der zweite Summand in der eckigen Klammer von Gleichung (12) so klein wird, daß wir ihn vernachlässigen können und statt Gleichung (12)

$$\frac{\Delta\mu}{J_0} \sim 2 \cdot \frac{\tan\varphi}{\mu \cdot R_i} \qquad (13)$$

Tabelle VI

Rechnerische und graphische Ermittlung des Ionisationsfehlers der Randdurchlässigkeit bei der neunlöcherigen konischen Blende

kV	Filter in mm	HWS in mm Cu	μ_m in cm^{-1}	$\left(\frac{\Delta\mu}{J_0}\right)_m$ in Proz.	$\left(\frac{\Delta\mu}{J_0}\right)_{gr}$ in Proz.
70	2 Al	0,080	243	0,41	0,45
88	2 Al	0,112	170	0,59	0,71
110	0,4 Cu + 2 Al	0,408	53	1,89	1,92
140	1,0 Cu + 2 Al	1,00	45	2,22	2,26
160	1,3 Cu + 2 Al	1,30	40,5	2,47	2,43
180	2,0 Cu + 2 Al	1,95	34	2,94	2,98

setzen dürfen. Das liefert für μ_m die in der vorletzten Spalte von Tabelle VI berechneten Werte des Ionisationsfehlers in Prozent, denen in der letzten Spalte die graphisch erhaltenen gegenübergestellt sind. Die Übereinstimmung ist recht befriedigend und zeigt, daß wir den Ionisationsfehler auch mit Hilfe von Gleichung (13) berechnen können, wenn wir für μ den bei $J/J_0 = 0{,}2$ erhaltenen Wert benutzen.

Damit können wir auch die Frage beantworten, wie sich die Kurven der Fig. 7 ändern, wenn der Neigungswinkel φ der Blendenränder gegen die Blendenachse einen beliebigen Wert hat: vermöge Gleichung (13) ist der Ionisationsfehler proportional $\tan\varphi$, und für kleines φ, wie es in unserem Falle und in der Praxis auftreten wird, proportional dem φ selbst.

Hieraus würde folgen, daß für eine zylindrische Blende, bei der doch $\varphi = 0$ ist, auch der Ionisationsfehler verschwindet. Das trifft indessen nur für ein paralleles Strahlenbündel zu, wofür Gleichung (12) und (13) abgeleitet wurden. Ist das Strahlenbündel nicht parallel, sondern divergent, was bei kleineren Fokusabständen zu berücksichtigen ist, und wird der Neigungswinkel φ mit dem Öffnungswinkel des Strahlenbündels vergleichbar, so verliert Gleichung (13) ihre Gültigkeit.

2. Zylinderblende bei punktförmiger Strahlenquelle auf der Zylinderachse

Wir wollen daher auch noch den Ionisationsfehler für eine punktförmige Strahlenquelle berechnen, die auf der Achse einer Zylinderblende liegt und von der Blende einen Abstand A hat, der groß gegen den Blendenradius R ist. Die Strahlen treffen dann die Wandung unter dem Winkel χ, und für diesen gilt

$$\tan\chi = \frac{R}{A} \sim \sin\chi .$$

Nach einer Rechnung, die der oben für die konische Blende durchgeführten entspricht, wird dann

$$\frac{\Delta\mu}{J_0} = \frac{2\cdot\cos\chi}{R^2\cdot\pi}\int_0^{\infty}(R+x)\cdot e^{-\mu\cdot\frac{A}{R}\cdot x}\,dx = \frac{2\cdot\cos\chi}{\mu\cdot A}\cdot\left[\frac{1}{\mu\cdot A}+1\right]. \qquad (14)$$

Da aber χ stets sehr klein ist und da der erste Summand in der Klammer entsprechend Tabelle V stets klein gegen 1 ist, dürfen wir für Gleichung (14) schreiben

$$\frac{\Delta\mu}{J_0} = \frac{2}{\mu\cdot A} = 2\cdot\frac{\tan\chi}{\mu\cdot R} . \qquad (15)$$

Ist die Strahlenquelle zwar nicht punktförmig, ist sie aber kleiner oder gleich der Blendenöffnung, so werden Strahlen, die von einem neben der verlängerten Blendenachse gelegenen Punkte ausgehen, die Wandungen der Zylinderblende an gegenüberliegenden Seiten unter verschiedenen Winkeln treffen, die auf der einen Seite größer, auf der anderen kleiner sind als χ. Im Mittel dürfte sich das aber ziemlich gut ausgleichen, so daß für einen Brennfleck, der nicht größer ist als die Öffnung der Zylinderblende, ebenfalls die Gleichung (15) als gute Näherung Gültigkeit besitzt, was unter III, 2b bewiesen werden soll.

Bemerkenswert ist, daß der Ionisationsfehler für die Zylinderblende allein durch den Fokusabstand A und den Schwächungskoeffizienten μ bestimmt wird, von der Blendenöffnung und Blendendicke aber unabhängig ist.

Bei unserer Röhre hatte der Brennfleck 8 mm Durchmesser. Für unsere härteste Strahlung mit $\mu_m = 34\ \mathrm{cm}^{-1}$ (Tabelle VI) und zylindrische Blenden von 8 mm Durchmesser und mehr beträgt also der Ionisationsfehler infolge von Bleidurchlässigkeit in 100 cm Fokusabstand etwa 0,59 Promille und für 50 cm Fokusabstand etwa 1,18 Promille. Dieses Beispiel lehrt, daß die Durchlässigkeit der Ränder bei einer Zylinderblende sehr wohl einen Ionisationsfehler von 1 Promille verursachen kann.

3. Konische Blende bei punktförmiger Strahlenquelle

Wir behandeln nun noch den wichtigen Fall einer punktförmigen Strahlenquelle bei der konischen Blende. Und zwar soll die Neigung φ der Blendenränder gegen die Blendenachse dadurch bestimmt sein, daß solche Strahlen, die von den Punkten eines Kreises mit dem Radius f herkommen, dessen Mittelpunkt C im Abstand A von der Blende auf deren Achse liegt, und den Blendenrand treffen, die Wandungen der Blende gerade streifen (Fig. 8a). Dann werden nämlich die Strahlen aller punktförmigen Strahlenquellen, die innerhalb des Kreises f liegen, die Blendenwandungen nicht mehr treffen. Wir erhalten dann die einfachen Beziehungen

$$\tan\varphi = \frac{R_a - R_i}{D} = \frac{R_i + f}{A} \sim \varphi , \qquad (16)$$

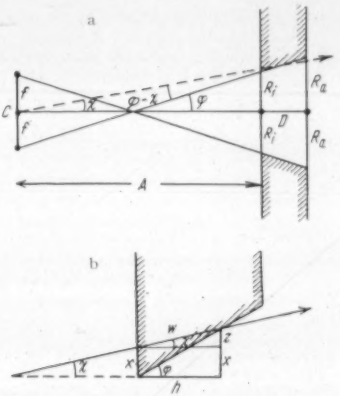


Fig. 8. Zur Durchlässigkeit der konischen Blende bei punktförmiger Strahlenquelle.

und

$$R_a = \frac{D}{A} \cdot (R_i + f) + R_i . \qquad (17)$$

Ein Strahl, der von C her unter dem Winkel χ gegen die Blendenachse den Blendenrand durchsetzt, wie der punktierte in Fig. 8a, legt dann im Metall der Blende den Weg w zurück. Tritt er im Abstand x vom Blendenrande ein, so folgt nach Fig. 8b, da

$$h \cdot \operatorname{tang} \varphi = z + x ,$$
$$w \cdot \cos \chi = h ,$$
$$w \cdot \sin \chi = z ,$$

für w:

$$w = \frac{x}{\operatorname{tang} \varphi \cdot \cos \chi - \sin \chi} .$$

Für den Nenner können wir schreiben

$$\frac{1}{\cos \varphi} \cdot [\sin \varphi \cdot \cos \chi - \cos \varphi \sin \chi] = \frac{\sin (\varphi - \chi)}{\cos \varphi} ,$$

und da φ sehr klein und $\cos \varphi \sim 1$ ist, folgt damit

$$w \sim \frac{x}{\sin (\varphi - \chi)} .$$

Die gleiche Integration wie bei Gleichung (14) liefert dann entsprechend Gleichung (15) für unseren Fall

$$\frac{\Delta \mu}{J_0} = 2 \cdot \frac{\sin (\varphi - \chi)}{\mu \cdot R_i} \sim \frac{2 (\varphi - \chi)}{\mu \cdot R_i} . \qquad (18)$$

Und da nach Fig. 8a wegen der Kleinheit der Winkel in sehr guter Näherung gilt

$$\sin (\varphi - \chi) \sim \frac{f}{A} ,$$

so dürfen wir für Gleichung (18) schreiben

$$\frac{\Delta \mu}{J_0} \sim \frac{2}{\mu \cdot A} \cdot \frac{f}{R_i} . \qquad (19)$$

Dieses Ergebnis unterscheidet sich von Gleichung (15) nur durch den Faktor f / R_i. Da aber aus Gründen der Mittelung aus beiden Seiten der Blende erwartet werden darf, daß Gleichung (15) nicht nur für einen Punkt auf der Achse der Blende, sondern für alle Punkte bis zur streifenden Inzidenz gilt, was unter III, 2b auch tatsächlich bewiesen werden wird, so darf gefolgert werden, daß Gleichung (19) auch für alle punktförmigen Strahlungsquellen innerhalb des Kreises f und damit für jede flächenhafte Strahlungsquelle gilt, die innerhalb des Kreises f liegt.

III. Die Schrägstellung (Verkantung) der Blende (Kanaleffekt)

Da damit gerechnet werden muß, daß bei der Ionisationsmessung eine wenn auch geringe Schrägstellung der Blende auftreten kann, so soll auch der hierdurch bedingte Fehler untersucht werden.

1. Die Versuche

Diese wurden mit Hilfe der oben geschilderten Kompensationsmethode in der Weise ausgeführt, daß die Blende unmittelbar vor dem Meßgerät mit Hilfe eines 38 cm langen Hebelarmes um eine senkrechte Achse gedreht wurde, wobei sich der Drehwinkel genau bestimmen ließ. Als Blenden dienten:

a) Eine Blende mit 9 zylindrischen Löchern von 4 mm Durchmesser.
b) Eine Blende mit 4 zylindrischen Löchern von 6 mm Durchmesser.
c) Die konische Blende mit 9 Löchern, deren enge Öffnungen 4 mm Durchmesser und deren weite Öffnungen 5 mm Durchmesser besaßen.

Die Neigung der Ränder betrug also 1 : 10 (vgl. oben). Bei den Versuchen waren die engen Öffnungen dem Brennfleck zugekehrt, um Sekundärstrahlung der Blendenränder auszuschließen.

Die Löcher jeder dieser Blenden lagen innerhalb eines Kreises von 2 cm Durchmesser, und alle Blenden waren 5 mm dick.

Die Messungen wurden bei 88 kV + 2 mm Al ausgeführt, da hierbei die K-Strahlung des Bleies noch nicht angeregt ist; eines der beiden 1-mm-Al-Filter stand zwischen Blende und Ionisationskammer, um auch die Blei-L-Strahlung der Blende auszuschalten.

Fig. 9 zeigt die Ionisationsfehler in Prozenten der wahren Ionisation in Abhängigkeit vom

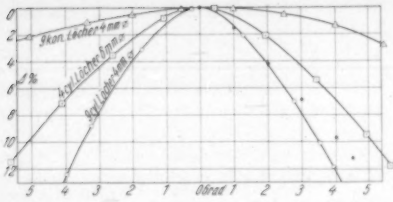


Fig. 9. Ionisationsausfall in Prozenten der Primärstrahlung bei Schrägstellung von Blenden in Abhängigkeit vom Verkantungswinkel.

Winkel, wobei die Ionisation im Maximum gleich 1 gesetzt wurde. Die Symmetrie beiderseits der richtigen Stellung ist sehr gut erfüllt; je kleiner der Durchmesser der Löcher, desto größer ist naturgemäß der Fehler. Weit überlegen zeigt sich indessen die konische Blende, bei der im dargestellten Meßbereich die konische Wandung gerade noch nicht vom Strahlenbündel gestreift wird.

2. Die Berechnung

Es soll nun der Einfluß der Blendenschrägstellung rechnerisch untersucht werden, und zwar sowohl der rein geometrische Anteil als auch die Randdurchlässigkeit.

a) Der geometrische Einfluß der Schrägstellung

Es sei wieder A der Fokusabstand, D die Dicke der Blende und R der Radius ihrer zylindrischen Bohrung.

In erster Näherung sehen wir das Strahlenbündel als parallel an. Fällt es senkrecht auf die Blende, so ist die Ionisation proportional $R^2 \cdot \pi$ (Fig. 10a). Tritt es aber schräg zur Blendennormalen LM in Richtung PM ein, so wird ein Teil der Strahlung an den Blendenrändern abgefangen. Für das Parallelbündel erscheint der Mittelpunkt M_1 des Eintrittskreises dann nach M_2 um die Strecke s verschoben, für die die Beziehung

$$s = \varrho \cdot \frac{D}{A + D} \tag{20}$$

gilt. Der Ionisationsausfall entspricht dann der schraffierten Fläche F in Fig. 10b. Da aber bei Verschiebung des Kreises mit dem Radius R um die Strecke s auch jeder Punkt der Kreisperipherie um dieselbe Strecke verschoben wird, und da s stets klein gegen R sein wird, so ist F in guter Näherung gleich dem Rechteck

$$F \sim 2 \cdot R \cdot s \,. \tag{21}$$

Also wird der Ionisationsfehler für das Parallelbündel

$$\frac{\triangle_g}{J_0} = \frac{F}{R^2 \cdot \pi} = \frac{2Rs}{R^2 \cdot \pi} = \frac{2 \cdot \varrho}{R \cdot \pi} \cdot \frac{D}{A + D} \,,$$

wofür wir, da D klein gegen A ist, in weiterer Näherung setzen können

$$\frac{\triangle_g}{J_0} = \frac{2 \cdot \varrho}{R \cdot \pi} \cdot \frac{D}{A} \,. \tag{22}$$

Wir behandeln nun den Fall einer punktförmigen Strahlungsquelle im Fokusabstand A. Liegt sie auf der Verlängerung der Achse der zylindrischen Bohrung in L (Fig. 11a), so wird alle Strahlung, die in die Ionisationskammer gelangen kann, durch den Austrittskreis um M mit dem Radius R bestimmt, auf der Eintrittsseite aber durch den kleineren Kreis mit dem Radius r um M_1. Dabei gilt offenbar

$$\frac{r}{R} = \frac{A}{A + D} \,. \tag{23}$$

Verschieben wir nun die punktförmige Strahlungsquelle aus der Achse heraus, so wird offenbar solange dieselbe Strahlungsmenge durch die Blende treten können, als die Strahlungsquelle innerhalb der Verlängerung der Zylinderwandung liegt (in Fig. 10a zwischen L und L_1), d. h. solange $\varrho < R$ ist. Erst sobald $\varrho > R$ wird, tritt der Ionisationsausfall ein. Wir können dem nun in Form einer Näherung Rechnung tragen, indem wir in Gleichung (20) das ϱ durch $(\varrho - R)$ ersetzen und in Gleichung (21) und (22) an Stelle von R mit r rechnen: dann folgt als Näherung für die punktförmige Strahlungsquelle

$$\frac{\triangle_g}{J_0} = \frac{F}{r^2 \cdot \pi} = \frac{2r \cdot (\varrho - R)}{r^2 \cdot \pi} \cdot \frac{D}{A + D} \,,$$

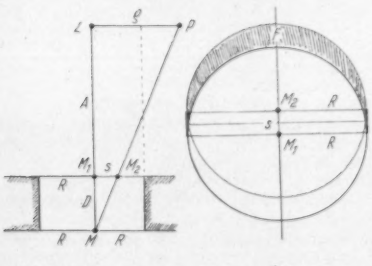


Fig. 10. Zur Berechnung des Ionisationsausfalls durch Schrägstellung der Zylinderblende im parallelen Strahlenbündel.

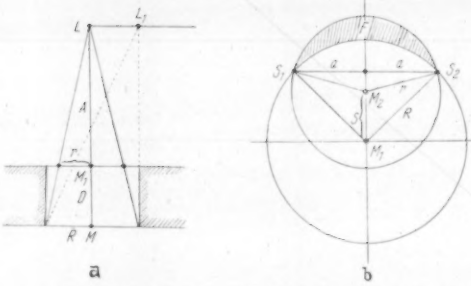


Fig. 11. Zur Berechnung des Ionisationsausfalls durch Schrägstellung der Zylinderblende bei punktförmiger Strahlenquelle.

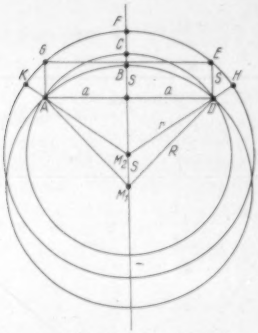


Fig. 12. Zur Ableitung der Näherungsformel (34).

und vermöge Gleichung (23) geht das über in

$$\frac{\triangle_g}{J_0} = \frac{2(\varrho - R)}{R \cdot \pi} \cdot \frac{D}{A}\Bigg|_{\varrho \geqq R} ; \qquad (24)$$

für $\varrho \leq R$ ist der Ionisationsausfall gleich Null.

Wir wollen indessen die vorstehende Näherung durch die genaue Berechnung ersetzen und dann durch Vergleich prüfen, was die einzelnen Formeln leisten. In Fig. 11b ist der große Eintrittskreis um M_1 mit R und der wirksame kleinere Eintrittskreis mit r um M_2 dargestellt; M_2 ist gegen M_1 um s verschoben. Beide Kreise schneiden sich in S_1 und S_2; der Ionisationsfehler entspricht der Fläche F zwischen den Kreisperipherien von S_1 bis S_2. Ihr halber Abstand a berechnet sich elementargeometrisch zu

$$a = \frac{1}{2s} \cdot \sqrt{2 \cdot s^2 \cdot (R^2 + r^2) - (R^2 - r^2)^2 - s^4} . \qquad (25)$$

Indem wir nun Gleichung (20) und (23) addieren, erhalten wir

$$\frac{s}{\varrho} + \frac{r}{R} = 1 , \qquad (26)$$

oder

$$s = \varrho \cdot \left(1 - \frac{r}{R}\right) . \qquad (27)$$

Hiermit geht Gleichung (25) über in

$$\frac{a}{r} = \sqrt{1 - \frac{1}{4} \cdot \left[\frac{R}{\varrho} \cdot \left(2 + \frac{D}{A}\right) - \frac{\varrho}{R} \cdot \frac{D}{A}\right]^2} = t . \qquad (28)$$

Die Fläche F erhalten wir als Differenz der beiden Kreissegmente über $\overline{S_1 S_2}$; das Segment des großen Kreises ist gleich dem Sektor zwischen S_1 und S_2, vermindert um die Fläche des Dreiecks $S_1 M_1 S_2$, und für den kleinen Kreis gilt entsprechendes. Damit ergibt sich für F

$$F = r^2 \cdot \arcsin \frac{a}{r} - a \cdot \sqrt{r^2 - a^2} - R^2 \cdot \arcsin \frac{a}{R} + a \cdot \sqrt{R^2 - a^2} , \qquad (29)$$

und durch Division mit $r^2 \cdot \pi$ für den Ionisationsfehler unter Anwendung von Gleichung (23) und (28):

$$\frac{\triangle_g}{J_0} = \frac{1}{\pi} \cdot \left\{ \arcsin t - \left(1 + \frac{D}{A}\right)^2 \cdot \arcsin \frac{t}{1 + \frac{D}{A}} + t \cdot \left[\sqrt{\left(1 + \frac{D}{A}\right)^2 - t^2} - \sqrt{1 - t^2} \right] \right\} . \qquad (30)$$

Indem man Gleichung (28) in die eckige Klammer einführt, erhält man für sie den Wert $\frac{\varrho}{R} \cdot \frac{D}{A}$; damit ergibt sich für die punktförmige Strahlenquelle das einfachere genaue Ergebnis

$$\frac{\triangle_g}{J_0} = \frac{1}{\pi} \cdot \left[\arcsin t - \left(1 + \frac{D}{A}\right)^2 \cdot \arcsin \frac{t}{1 + \frac{D}{A}} + \frac{\varrho}{R} \cdot \frac{D}{A} \cdot t \right] . \qquad (31)$$

Die beiden arc sin-Funktionen liefern die kleine Differenz zweier großer Zahlen; ihre Auswertung wird damit umständlich und ungenau. Wir nehmen daher eine weitere Umformung vor. In Fig. 12 wurde der Mittelpunkt des großen Kreises vom Radius R um die Strecke s nach M_2 verschoben. Dabei ging der Bogen $\overline{BD}$ in den gleich großen Bogen $\overline{FE}$ über. Dieser ist gleich der Differenz $\overline{FH} - \overline{EH}$, so daß gilt:

$$\overline{BD} = \overline{FH} - \overline{EH} \,. \tag{32}$$

Bezeichnen wir der Kürze halber D/A mit δ, so gilt unter Beachtung von Gleichung (23) bis (28):

$$\overline{BD} = R \arcsin \frac{a}{R} = R \cdot \arcsin \frac{t}{1+\delta} \,,$$

$$\overline{FH} = R \cdot \arcsin t \,,$$

und

$$\overline{EH} = s \cdot \frac{a}{r} = s \cdot t = \varrho \cdot \left(1 - \frac{r}{R}\right) \cdot t = \frac{\varrho \cdot t \cdot \delta}{1+\delta} \,. \tag{33}$$

Indem wir diese Werte in Gleichung (32) einsetzen und mit $(1+\delta)^2/R$ multiplizieren, erhalten wir

$$(1+\delta)^2 \cdot \arcsin \frac{t}{1+\delta} = (1+\delta)^2 \cdot \arcsin t - (1+\delta) \cdot \delta \cdot \frac{\varrho \cdot t}{R} \,.$$

Führen wir das in Gleichung (31) ein, so erhalten wir für die punktförmige Strahlenquelle als Ergebnis

$$\frac{\triangle_\varrho}{J_0} = \frac{1}{\pi} \cdot \left(2 + \frac{D}{A}\right) \cdot \frac{D}{A} \cdot \left[\frac{\varrho}{R} \cdot \zeta - \arcsin t\right]\Big|_{\varrho \geqq R}^{\,1)} \,. \tag{34}$$

Zur Prüfung ihrer Leistungsfähigkeit wurden die Formeln (22), (24), (31) und (34) zur Berechnung von Δ_ϱ / J_0 für das Beispiel $D/A = 0{,}01$ und $R = 0{,}2$ cm herangezogen. Die in Fig. 13 dargestellten Ergebnisse zeigen, daß Gleichung (22) einen zu großen Ionisationsausfall liefert; dieser wird auch nur für $\varrho = 0$, nicht aber für $\varrho = R$ zu Null. Wesentlich besser und daher gut

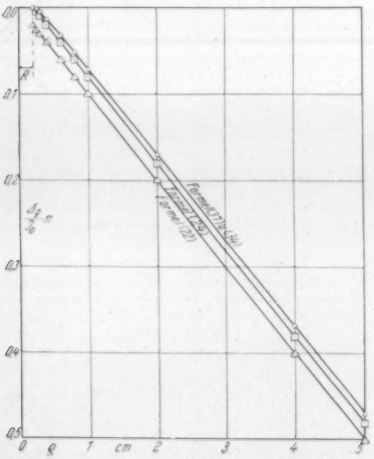


Fig. 13. Gegenüberstellung der Formeln (22), (24), (31) und (34).

brauchbar ist schon Gleichung (24); hier tritt dieser Fehler nicht auf, und das Ergebnis ist nur wenig größer als das nach Gleichung (31) errechnete genaue Ergebnis, mit dem die nach Gleichung (34) errechnete Kurve völlig zusammenfällt.

Aus allen Ergebnissen folgt übereinstimmend, daß der Fehler um so kleiner wird, je geringer die Blendendicke D, und je größer der Lochradius R und der Fokusabstand A ist.

b) Die Durchlässigkeit der Blendenränder

Wir rechnen zunächst in Näherung damit, es falle ein paralleles Bündel auf die Blende. Wir denken uns die Begrenzung in differentielle Schichten zerlegt, deren Wandungen parallel der Einfallsebene verlaufen (Fig. 14a). Sie werden von den Strahlen unter dem Winkel ψ getroffen. Da sich nichts an der Durchstrahlung der Schichten ändert, wenn wir sie an den Durchmesser heranschieben, so wirkt die Bestrahlung der

[1]) Man kann das Ergebnis der Gleichung (34) auch direkt aus Fig. 11 erhalten, indem man die Fläche $F = (ABDCA)$ zwischen den beiden konzentrischen Kreisen um M_2 durch $r^2 \cdot \pi$ dividiert. F ist gleich der Differenz der Flächen $(ABDEFGA)$ und $(ACDEFGA)$. Die erstere ist flächengleich dem Rechteck $(ADEG)$; die letztere ist gleich dem Flächenstück zwischen den konzentrischen Kreisen $(ACDHFKA) = (R^2 - r^2) \cdot \arcsin t$, vermindert um die Flächen der beiden Dreiecke AGK und DHE, deren Summe $s \cdot t \cdot (R - r)$ ist. Damit folgt für F

$$F = 2 \cdot a \cdot s - (R^2 - r^2) \cdot \arcsin t + (R - r) \cdot s \cdot t \,.$$

Division durch $r^2 \cdot \pi$ und Einsetzen der oben gebrauchten Werte liefert dann Gleichung (34).

Zylinderhalbwand ebenso wie die Durchstrahlung der Fläche $D \cdot 2R$ (Fig. 14b). Dasselbe gilt für die andere Hälfte der Blende, bei der die Strahlen nur in die äußere Blendenfläche ein- und aus der Zylinderhalbwand wieder austreten. Für kleines ψ ist die auffallende Intensität

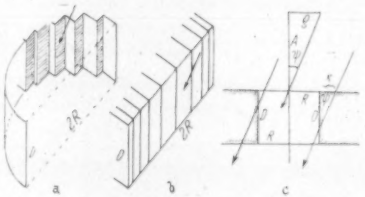


Fig. 14. Zur Berechnung des Ionisationszusatzes infolge von Randdurchlässigkeit der Zylinderblende bei Schrägstellung im parallelen Strahlenbündel.

$J_0 \cdot \cos\psi \sim J_0$; damit erhalten wir für den Ionisationsfehler als Bruchteil der Ionisation bei achsenparalleler Durchstrahlung

$$\frac{\Delta\mu}{J_0} = \frac{4 \cdot R}{R^2 \cdot \pi} \cdot \int_{x=0}^{x=\infty} e^{-\frac{\mu \cdot x}{\sin\psi}} \cdot dx = \frac{4 \cdot \sin\psi}{R \cdot \pi \cdot \mu};$$

und da für kleines ψ das $\sin\psi \sim \operatorname{tang}\psi = \varrho/A$ ist, geht das über in

$$\frac{\Delta\mu}{J_0} = \frac{4 \cdot \varrho}{R \cdot \pi \cdot \mu \cdot A}. \tag{35}$$

Für eine punktförmige Lichtquelle P gilt die perspektivische Fig. 15. Ihr Abstand von der

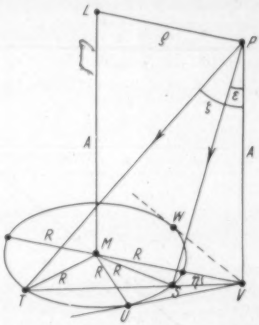


Fig. 15. Zur Berechnung des Ionisationszusatzes infolge von Randdurchlässigkeit der Zylinderblende bei Schrägstellung und punktförmiger Strahlenquelle.

Verlängerung der Achse der Zylinderblende sei ϱ, ihr Abstand von der Blende sei A, ihre Projektion auf die Blende liege bei V. Die Strahlen PS und PT mögen derselben Einfallsebene angehören, die mit der Ebene durch P und der Blendenachse den Winkel η bildet. Bezeichnen wir die Strecken $\overline{TV}$ mit τ und $\overline{SV}$ mit σ, so gilt nach dem Kosinussatz

$$\left.\begin{aligned} \sigma &= \varrho \cdot \cos\eta - \sqrt{R^2 - \varrho^2 \cdot \sin^2\eta} \\ \text{und} \qquad \tau &= \varrho \cdot \cos\eta + \sqrt{R^2 - \varrho^2 \cdot \sin^2\eta} \end{aligned}\right\} \tag{36}$$

sowie für die zugehörigen Winkel ε und ζ der beiden Strahlen mit $\overline{PV}$, wenn A groß gegen ϱ ist:

$$\left.\begin{aligned} \operatorname{tang}\varepsilon &= \frac{\sigma}{A} = \frac{1}{A} \cdot \left|\varrho \cdot \cos\eta - \sqrt{R^2 - \varrho^2 \cdot \sin^2\eta}\right| \sim \sin\varepsilon \\ \operatorname{tang}\zeta &= \frac{\tau}{A} = \frac{1}{A} \cdot \left|\varrho \cdot \cos\eta + \sqrt{R^2 - \varrho^2 \cdot \sin^2\eta}\right| \sim \sin\zeta \end{aligned}\right| \tag{37}$$

Der größte Wert von η ist erreicht, wenn $\eta = \arcsin R/\varrho$ wird; dann fallen S und T auf U. Wir denken uns nun im Anschluß an obige Überlegung den Raum in keilförmige Schichten aufgeteilt, deren Schneiden alle durch $\overline{PV}$ gehen, und deren jede den differentiellen Öffnungswinkel $d\eta$ besitzt. Da A groß gegen ϱ ist, sehen wir die Intensität längs der ganzen Kreisperipherie als konstant an. Von derjenigen Energie, die im Bereiche $\overline{UTW}$ die Blende innerhalb eines Keiles $d\eta$ trifft, tritt dann nach Durchsetzen des Metalls der Bruchteil

$$\int_{\bar\tau=0}^{\bar\tau=\infty} e^{-\mu \cdot \frac{\bar\tau}{\sin\zeta}} \cdot d\bar\tau = \frac{\sin\zeta}{\mu}$$

wieder aus, wobei $\bar\tau$ in Richtung $\overrightarrow{VT}$ von T ab rechnet, und entsprechend gilt für einen Keil $d\eta$ im Bereiche $\overline{USW}$

$$\int_{\bar\sigma=0}^{\bar\sigma=\infty} e^{-\mu \cdot \frac{\bar\sigma}{\sin\varepsilon}} \cdot d\bar\sigma = \frac{\sin\varepsilon}{\mu},$$

wobei $\bar{\sigma}$ in Richtung $\overrightarrow{SV}$ von S ab rechnet. Längs $\overline{UTW}$ entsteht also relativ zur wahren Ionisation der Fehler

$$\frac{\triangle \mu_1}{J_0} = \frac{2}{R^2 \cdot \pi \cdot \mu} \cdot \int_{\eta=0}^{\eta = \arcsin \frac{R}{\varrho}} \tau \cdot \sin \zeta \cdot d\eta \tag{38}$$

und längs $\overline{USW}$ entsteht der Fehler

$$\frac{\triangle \mu_2}{J_0} = \frac{2}{R^2 \cdot \pi \cdot \mu} \cdot \int_{\eta=0}^{\eta = \arcsin \frac{R}{\varrho}} \sigma \cdot \sin \varepsilon \cdot d\eta . \tag{39}$$

Mit Hilfe von Gleichung (36) und (37) erhält man aus ihrer Summe den relativen Gesamtfehler

$$\frac{\triangle \mu}{J_0} = \frac{2}{R^2 \cdot \pi \cdot \mu \cdot A} \cdot \left| \int_{\eta=0}^{\eta = \arcsin \frac{R}{\varrho}} \left[\varrho \cdot \cos \eta_i + \sqrt{R^2 - \varrho^2 \cdot \sin^2 \eta_i} \right]^2 \cdot d\eta_i + \int_{\eta=0}^{\eta = \arcsin \frac{R}{\varrho}} \left[\varrho \cdot \cos \eta_i - \sqrt{R^2 - \varrho^2 \cdot \sin^2 \eta_i} \right]^2 \cdot d\eta_i \right| . \tag{40}$$

Beide Integrale unterscheiden sich allein durch das Vorzeichen der Wurzel. Daher verschwinden nach Auflösen der Quadrate die Summanden, die die Wurzel als Faktor enthalten, und Gleichung (40) geht über in

$$\frac{\triangle \mu}{J_0} = \frac{4}{R^2 \cdot \pi \cdot \mu \cdot A} \cdot \int_{\eta=0}^{\eta = \arcsin \frac{R}{\varrho}} \left[R^2 + \varrho^2 \cdot (\cos^2 \eta_i - \sin^2 \eta_i) \right] \cdot d\eta_i$$

oder

$$\frac{\triangle \mu}{J_0} = \frac{4}{\pi \cdot \mu \cdot A} \cdot \left[\sqrt{\left(\frac{\varrho}{R}\right)^2 - 1} + \arcsin \frac{R}{\varrho} \right]_{\varrho \geqq R} . \tag{41}$$

Entwickelt man die eckige Klammer, so erhält man die gut konvergente Reihe

$$\frac{\triangle \mu}{J_0} = \frac{4 \cdot \varrho}{R \cdot \pi \cdot \mu \cdot A} \cdot \left[1 + \frac{1}{2} \cdot \left(\frac{R}{\varrho}\right)^2 + \frac{1}{24} \cdot \left(\frac{R}{\varrho}\right)^4 + \frac{1}{80} \cdot \left(\frac{R}{\varrho}\right)^6 + \frac{5}{896} \cdot \left(\frac{R}{\varrho}\right)^8 + \frac{7}{2304} \cdot \left(\frac{R}{\varrho}\right)^{10} + \cdots \right] . \tag{42}$$

Vernachlässigt man quadratische und höhere Glieder gegen 1, so geht diese Näherung in die für parallele Strahlen erhaltene Form (35) über.

Wird in Gleichung (41) $\varrho = R$, rückt also die punktförmige Strahlenquelle auf die Verlängerung des zylindrischen Blendenrandes, so nimmt Gleichung (41) den Wert $2/\mu \cdot A$ an. Das ist aber das in Gleichung (15) errechnete Ergebnis für eine punktförmige Strahlenquelle in Verlängerung der Blendenachse. Damit ist unsere dort ausgesprochene Vermutung bestätigt, daß der Ionisationsfehler für alle punktförmigen Strahlungsquellen, die innerhalb der Verlängerung des zylindrischen Blendenrandes liegen, derselbe ist.

Um einen Überblick über die Leistungsfähigkeit der Näherungen zu erhalten, wurde $\frac{\triangle \mu}{J_0} \cdot \frac{1}{4} \cdot \pi \cdot \mu A$, berechnet nach Gleichung (35) und nach Gleichung (42) bei Abbrechen nach dem biquadratischen Gliede, dem genauen

Tabelle VII

$\frac{\varrho}{R}$	(35)	(42)	(41)
1	1	1,541	1,571
1,111	1,111	1,580	1,604
1,250	1,250	1,672	1,677
2,000	2,000	2,253	2,256
2,500	2,500	2,702	2,703
3.333	3.333	3.488	3.485
5,000	5,000	5,100	5,100
10,000	10,000	10,05	10,050

Ergebnis nach Gleichung (41) in Tabelle VII gegenübergestellt. Man erkennt, daß Gleichung (35), besonders für kleine Werte von ϱ/R, nur eine grobe Näherung darstellt, während Gleichung (42) bei Berücksichtigung des biquadratischen Gliedes ungünstigenfalls weniger als 2 Proz. Fehler gibt.

Wir fassen schließlich den geometrischen Einfluß und den der Durchstrahlung zusammen. Versehen wir den geometrischen Einfluß, da er die Beobachtung verkleinert, mit negativem Vorzeichen, so wird bei Benutzung der Näherungen (24) und (42) für $\varrho > R$

$$\frac{\Delta J}{J_0} \sim \frac{2}{\pi} \cdot \frac{\varrho}{R} \cdot \frac{D}{A} \cdot \left\{ \frac{2}{\mu \cdot D} \cdot \left[1 + \frac{1}{2} \cdot \left(\frac{R}{\varrho} \right)^2 + \cdots \right] + \frac{R}{\varrho} - 1 \right\}_{\varrho > R}, \tag{43}$$

während für $\varrho \leq R$ nach Gleichung (15) und nach Gleichung (24) gilt:

$$\frac{\Delta J}{J_0} = \frac{2}{\mu \cdot A}_{\varrho \leq R}. \tag{44}$$

Für $\varrho \leq R$ wird also wegen der Randdurchlässigkeit der Blende zu große Ionisation gemessen. Der Fehler bleibt konstant bis $\varrho = R$; von da ab wird er zwar größer, aber der die Ionisation verkleinernde Schrägstellungsfehler wächst von $\varrho = R$ ab allmählich von Null aus an. Bei einem bestimmten Werte von ϱ werden dann die beiden ersten Summanden in der geschweiften Klammer von Gleichung (43) gerade 1 und der Gesamtfehler Null. Und für noch größeres ϱ überwiegt die Schrägstellung und es wird zu kleine Ionisation gemessen.

Bei den Versuchen mit 88 kV + 2 mm *Al*, deren Ergebnisse Fig. 9 wiedergibt, betrug μ_m nach Tabelle VI etwa 170 cm^{-1}. Für unser $D = 0{,}5$ cm wird also $2/\mu \cdot D = 0{,}0235$. Wie sich hiermit leicht graphisch aus Gleichung (43) finden läßt, wäre bei uns die Kompensation beider Einflüsse bei einer Schrägstellung von 0° 10′ eingetreten und der Durchlässigkeitsfehler außerordentlich klein gewesen.

Es wurde nun der Fehler durch Schrägstellung für die Zylinderblende mit 9 Löchern berechnet. Dabei wurde die Lage jedes einzelnen Loches in der Blende genau berücksichtigt: da die Löcher innerhalb eines Kreises von 2 cm Durchmesser angeordnet waren, gingen ihre Achsen beim Drehen der Blende teils nacheinander durch den Fokus, teils etwas an ihm vorbei. Als Resultierende aller Löcher wurden die in Fig. 9 als Punkte eingetragenen Fehler erhalten. Wenn die Abweichungen für größere Winkel auch einige Prozente betragen, was in Anbetracht der komplizierten Rechnung nicht zu verwundern ist, so ist die Übereinstimmung für kleine Justierfehler bis zu 2°, wie sie in der Praxis vorkommen, doch recht befriedigend. Diese Übereinstimmung beweist, daß unsere Formel (24) zu Recht besteht. Diese Formel ließe nun eigentlich für den Ionisationsfehler in Abhängigkeit von ϱ oder vom Schwenkwinkel eine Gerade, nicht aber eine parabelähnlich gekrümmte Kurve erwarten. Daß bei Berechnung und Versuch eine solche entsteht, beruht darauf, daß die Achsen der Löcher, wie erwähnt, teils nacheinander durch den Brennfleck, teils an ihm vorbeigingen, und nur durch Summation der gegeneinander verschobenen und geneigten Einzelgeraden kommt als Resultierende die parabelähnliche Fehlerkurve heraus. Für ein einzelnes zylindrisches Loch erhält man in der Tat als Fehlerkurve zwei sich schneidende Gerade. Unsere parabelähnlichen Fehlerkurven sind also nur durch die Verwendung von mehreren Löchern in der Blende vorgetäuscht: bei nur einem Loche hat die Fehlerkurve in der Umgebung von 0° nicht ein flaches Fehlerminimum, sondern eine ziemlich ausgesprochene Spitze, so daß schon kleinste Justierfehler wesentlich größere Meßfehler bedingen.

IV. Folgerungen für die Praxis

Aus vorstehenden Untersuchungen geht hervor, daß zylindrische Blenden mit allen drei Fehlerquellen behaftet sind, nämlich mit denen der

Sekundärstrahlung der Blendenränder,
Schrägstellung der Blende (Verkantung),
Durchlässigkeit der Blendenränder.

Demgegenüber haben konische Blenden keine Sekundärstrahlung, wenn die enge Seite dem Brennfleck zugekehrt ist; und der Schrägstellungsfehler wird bei ihnen bei sorgsamer Justierung so klein, daß er kaum eine Rolle spielt.

Da die konische Blende also praktisch allein den Fehler der Durchlässigkeit besitzt, der sich bei keiner Blende vermeiden läßt, so verdient die konische Blende vor der zylindrischen Blende den Vorzug.

Ein weiterer Vorteil der konischen Blende ist es, daß sich für sie bei geeigneter Formgebung der Fehler als Korrektur nach der einfachen Formel (19) leicht berechnen und nach dem unter IIa geschilderten Verfahren nachprüfen läßt, wie die daselbst beschriebenen Versuche zeigen.

Da sich durch die Formgebung der Blende der Durchlässigkeitsfehler klein halten läßt, so möge an einem Beispiel der Einfluß der Blendenform durchgerechnet werden.

Der Brennfleck sei ein Kreis von 0,5 cm Radius. Hat die Blende 50 cm Abstand von ihm, so sei ein Schwenkfehler σ zugelassen derart, daß bei Einstellen der Blendenachse auf den Rand des Brennflecks die konische Blendenwand gerade gestreift werde. Für den so zugelassenen Schwenkwinkel σ folgt damit

$$\sigma \sim \operatorname{tang} \sigma = \frac{0{,}5}{50} = 0{,}01 \sim 0^{0}\,34' .$$

Je nach Wahl des kleineren Radius R_i der konischen Blende wird der Neigungswinkel φ ihrer Wandung gegen die Blendenachse nach Gleichung (16) für $f = 1$

$$\varphi \sim \operatorname{tang} \varphi = \frac{R_i + f}{A} = \frac{R_i}{50} + 0{,}02 .$$

Für verschiedene, willkürlich gewählte Radien R_i gibt Tabelle VIII die Winkel φ in Spalte 2. Wie man erkennt, kommt unter den gewählten Bedingungen jedem R_i ein besonderer Neigungswinkel φ zu. Für unsere härteste Strahlung von 180 kV + 2 mm Cu + 2 mm Al betrug μ in Blei 34 cm^{-1} (Tabelle VI). Hiernach folgen nach Formel (18) die Ionisationsfehler $\Delta\mu/J_0$, die Tabelle VIII in Spalte 3 in Promille der richtigen Ionisation gibt: für 1 cm Blendenradius ist der Ionisationsfehler immer noch größer als 1 Promille, für 0,2 cm Radius beträgt er fast 6 Promille.

Sollen dieselben Blenden in den Abständen 100 bzw. 200 cm vom Brennfleck benutzt werden, dessen Radius wieder 0,5 cm betragen soll, so ist für die Berechnung von $\Delta\mu/J_0$ zu beachten, daß zwar φ dasselbe bleibt, daß sich aber $\chi \sim R_i/A$ ändert. Und zwar wird für $A = 100$ cm

$$\sin(\varphi - \chi) \sim \varphi - \chi = \frac{R_i}{100} + 0{,}02 ,$$

und für $A = 200$ cm

$$\sin(\varphi - \chi) \sim \varphi - \chi = \frac{1{,}5\,R_i}{100} + 0{,}02 .$$

Mit dem Brennfleckabstand ändert sich dann auch der zulässige Schwenkwinkel σ, bei dem streifende Inzidenz eintritt: wie sich leicht einsehen läßt, wird

$$\sigma \sim \operatorname{tang} \varphi - \frac{2 \cdot R_i + f}{2 \cdot A} .$$

Die Werte von σ und $\Delta\mu/J_0$ sind in Tabelle VIII für 100 bzw. 200 cm Brennfleckabstand ebenfalls gegeben. Wie man erkennt, und wie sich das durch Abnahme des Strahlwegs im Blendenmetall leicht erklären läßt, wird für dieselbe Blende der Fehler mit zunehmendem Brennfleckabstand größer; und zwar ist die Fehlerzunahme bei größten Blenden am stärksten.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß man die Wandneigung der Zylinderblende schon recht genau den Versuchsbedingungen anpassen muß, wenn man den Durchlässigkeitsfehler klein halten will. Am günstigsten sind große Blendenradien; aber auch für sie bleibt der Fehler bei harten Strahlen über 1–2 Promille.

Für unsere Strahlung von 88 kV + 2 mm Al betrug nach Tabelle VI $\mu = 170$ cm^{-1}. Da μ bei Gleichung (18) im Nenner steht, und da 170 das Fünffache von $\mu = 34$ cm^{-1} ist, so erhält man die $\Delta\mu/J_0$ für unsere 88-kV-Strahlung, wenn man die Werte der Tabelle VIII durch 5 dividiert.

Man könnte nun gegen die konische Blende einwenden, daß bei ihr nur ein schmaler Rand die Fläche bestimmt, der leicht Beschädigungen ausgesetzt ist. Dieser Einwand ist aber hinfällig, wenn man die Eintrittsseite der Röntgenstrahlen ebenfalls konisch ausgestaltet, wie dies Fig. 16 zeigt. Man hat dabei nur dafür zu sorgen, daß der konische Schutzansatz so geneigt ist, daß die an ihm ausgelöste Sekundärstrahlung von der Blende abgefangen wird und nicht in die

Tabelle VIII

Durchlässigkeitsfehler $\Delta\mu/J_0$ in Promille und erlaubter Schwenkfehler σ für eine Strahlung der Schwächung $\mu = 34$ cm^{-1} in Blei in Abhängigkeit vom Blendenradius und Brennfleckabstand für konische Blenden der Wandneigung φ

A		50 cm		100 cm		200 cm	
R_i in cm	φ	$\Delta\mu/J_0$ in Promille	σ	$\Delta\mu/J_0$ in Promille	σ	$\Delta\mu/J_0$ in Promille	σ
0,2	1° 22′	5,9	0° 34′	6,5	0° 58′	6,8	1° 9′
0,4	1° 36′	2,9	0° 34′	3,5	1° 5′	3,8	1° 19′
0,5	1° 43′	2,4	0° 34′	2,9	1° 9′	3,2	1° 26′
0,7	1° 57′	1,7	0° 34′	2,3	1° 16′	2,6	1° 36′
1,0	2° 18′	1,2	0° 34′	1,8	1° 26′	2,1	1° 53′

Ionisationskammer gelangen kann. Je größer die Dicke D der Blende ist, desto stumpfer wird der Winkel sein. D darf aber beliebig groß gemacht werden, da es nicht in Formel (18) eingeht, und damit läßt sich ein sehr stumpfer Winkel γ erzielen. Auch kann man statt Blei eine Hartbleilegierung verwenden; ja, man kann den in Fig. 16 nicht schraffierten Teil der Blenden aus einem widerstandsfähigen Material, wie Messing oder Stahl, herstellen, auf den man das Blei aufgießt. Bei einigermaßen vorsichtiger Behandlung ist eine solche Blende so gut wie unverletzlich, zumal ihr empfindlichster und wichtigster Teil, die engste Öffnung, in der Tiefe liegt. Für weniger schonende Behandlung kann man die Kante trotzdem an der engsten Stelle zu einem $^1/_2$–1 mm breiten zylindrischen Ring abdrehen, dessen eine Hälfte das Blei und dessen andere Hälfte das Messing bildet; der dadurch bedingte Fehler ist sehr klein. Man erhält dann jene Blendengestaltung, wie sie schon lange bei den Küstnerschen Eichstandgeräten üblich ist.

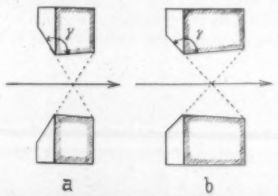


Fig. 16. Zur günstigsten Gestaltung der konischen Blende mit Schutzansatz.

Da der Fehler $\Delta\mu/J_0$ aber nach Gleichung (18) und nach Tabelle VIII umgekehrt proportional dem Blendenradius R_i ist, und da außerdem ein Fehler in der Bestimmung von R_i um so weniger Einfluß auf das Ergebnis hat, je größer R_i ist, wird man R_i zum mindesten für Absolutbestimmungen der r-Einheit möglichst groß wählen. Aus diesen Gründen hat Küstner (11) für Absolutbestimmungen immer $R_i = 1$ cm gewählt.

Zusammenfassung

1. Es wird untersucht, welchen Einfluß die Sekundärstrahlung, die Durchlässigkeit und die Schrägstellung der Blende auf das Ergebnis der Ionisationsmessung der Röntgenstrahlen hat.
2. Es wird experimentell nachgewiesen, daß an den Bleikristalliten der Blende Debye-Scherrer-Interferenzen auftreten und daß von den Bleirändern der Blende sekundäre L-, K- und Streustrahlung ausgeht; die gesamte Sekundärstrahlung wird weitgehend analysiert.
3. Die Einflüsse der Durchlässigkeit und Schrägstellung der Blende werden experimentell untersucht und für parallele und divergente Strahlenbündel berechnet. Zwischen Experiment und Rechnung wird gute Übereinstimmung gefunden.
4. Während die zylindrische Blende mit allen untersuchten Fehlern behaftet ist, zeigt die konische Blende bei einwandfreier Gestaltung nur den Einfluß der Durchlässigkeit. Ihr ist der Vorzug vor der Zylinderblende zu geben.
5. Es wird die Berechnung für günstigste Gestaltung der Blende und für die erforderliche Korrektur wegen ihrer Durchlässigkeit in Abhängigkeit vom Blendenradius und von der Strahlenhärte durchgeführt. Je größer der Blendenradius ist, desto kleiner sind Durchlässigkeit und Korrektur.
6. Es werden Blendenkonstruktionen beschrieben, die für Absolutbestimmung im Laboratorium und für täglichen Gebrauch die genauesten Ergebnisse zulassen.

Die Arbeit wurde im Laboratorium für medizinische Physik an der Universität Göttingen durchgeführt. Herrn Prof. Küstner danke ich für die Anregung und unermüdliche Förderung der Arbeit, sowie für die Überlassung einiger Berechnungen; der Deutschen Forschungsgemeinschaft für die Überlassung der Stabilivoltanlage, der Ventil- und Röntgenröhren sowie der Dämpfungswaage, der Firma Siemens-Reiniger für die Überlassung der Tutohaube.

Literaturverzeichnis

1. H. Behnken, Zeitschr. f. techn. Phys. **1**, 3, 1924.
2. H. Behnken, Strahlenther. **26**, 79, 1927.
3. H. Behnken, Physik. Zeitschr. **37**, 878, 1936.
4. H. E. Seemann, Phys. Rev. **51**, 376, 1937.
5. H. Hase und H. Küstner, Strahlenther. **30**, 86, 1928.
6. H. Schenck, Ann. d. Phys. (5) **17**, 146, 1933.
7. P. P. Ewald, Kristalle und Röntgenstrahlen. Jul. Springer, 1923, S. 93 und 49.
8. H. Küstner, Zeitschr. f. Phys. **70**, 468, 1931.
9. E. Arends, Ann. d. Phys. (5) **22**, 281, 1935.
10. H. Küstner und E. Arends, Ann. d. Phys. (5) **22**, 443, 1935.
11. H. Küstner, Strahlenther. **27**, 331, 1928.

Göttingen, Laboratorium für medizinische Physik an der Universität.

(Eingegangen 26. Oktober 1938)

Ein neues Aufnahmeverfahren von Elektroneninterferenzen an einzelnen Molekülen

(Vorläufige Mitteilung)

Von P. P. Debye

Die Intensität der sekundären Elektronen, die man bei Streuung eines primären Elektronenstrahls einheitlicher Geschwindigkeit an einem Gasstrahl nach Wierl erhält, ist eine Funktion des Ablenkungswinkels. Für sie sind zwei Faktoren maßgebend. Deren erster ist die bekannte Summe der Funktionen von der Form $\frac{\sin x}{x}$; durch ihn wird die Lage der Interferenzmaxima und -minima und somit die Struktur des Moleküls bestimmt. Der zweite Faktor ist $\frac{1}{s^4}$ proportional, wobei s den doppelten Sinus des halben Ablenkungswinkels bedeutet, und erklärt den allgemeinen schnellen Intensitätsabfall bei zunehmendem Ablenkungswinkel.

Bei allen Elektronenaufnahmen ist der Einfluß dieses zweiten Faktors sehr hinderlich. Es entsteht dabei eine Intensitätsverteilung, die keinerlei wirkliche Maxima und Minima mehr aufweist. Da aber das Auge selbst geringe Schwankungen im Verlaufe der Schwärzungskurve noch als reelle Extrema wahrnehmen kann, gelingt es dennoch ihren Ort auszumessen und mit den theoretischen Angaben zu vergleichen.

Es sollte möglich sein die Lage leichter Atome im Molekül, insbesondere die der Wasserstoffatome, mit Hilfe von Elektroneninterferenzen sichtbar zu machen. Bei der experimentellen Bearbeitung dieser Frage entstand nun der Wunsch, ein Aufnahmeverfahren zu entwickeln, durch das der Einfluß des Faktors $\frac{1}{s^4}$ eliminiert werde. Dieses wurde in folgender Anordnung erreicht.

Vor der photographischen Platte rotiert im Hochvakuum ein Sektor, der die Belichtungszeit eines Punktes der Platte im Abstand r von ihrem Mittelpunkt wie r^4 anwachsen läßt, und den Abfall proportional $\frac{1}{s^4}$ annähernd ausgleicht. Nebenbei besteht noch die Möglichkeit, die Interferenzen zunächst auf einem Fluoreszenzschirm direkt zu beobachten und Platte und Sektor danach einzujustieren.

Die Figur zeigt Ausschnitte von Photometerkurven zweier Aufnahmen an CCl_4. Die Kurve a zeigt den Schwärzungsverlauf einer nach dem üblichen Verfahren gewonnenen Aufnahme, wobei die Zahlen 2, 3, 4, auf die Stellen der dem Auge beim Betrachten der Platte erscheinenden Maxima hinweisen. Die Kurve b wurde von einer Aufnahme mit der Anordnung des im Vakuum rotierenden Sektors gewonnen. Mit den Zahlen 2′, 3′, 4′, ist die Lage der den in Kurve a entsprechenden Maxima angegeben. Im vorliegenden Falle wurde ein Sektor benutzt, dessen Öffnung wie r^3 zunimmt, da bei schwereren Atomen im Molekül deren Kernstreuung bei kleinen Streuwinkeln noch wesentlich durch die umgebenden Elektronen abgeschwächt wird.

Vergleich der Schwärzungskurven von Aufnahmen nach dem alten und neuen Verfahren.

Es ist somit experimentell gelungen deutliche und wahre Interferenzmaxima und -minima mit Elektronen zu erzeugen. Es hat den Anschein, daß damit, neben der Aufgabe Interferenzen von H-Atomen zu beobachten, noch eine Reihe anderer Aufgaben, wie etwa die Bestimmung der natürlichen und thermischen Ungenauigkeit der Atomlagen nunmehr experimentell durchführbar geworden ist.

Berlin-Dahlem, Max-Planck-Institut, 24. Dezember 1938.

(Eingegangen 24. Dezember 1938)

Beiträge zur Diskussion eines Gen-Modells

Von K. Sommermeyer und U. Dehlinger

Bereits vor längerer Zeit[1]) wurde der Gedanke ausgesprochen, daß für die inneren Strukturverhältnisse von Genen ein periodischer Aufbau anzunehmen ist, wie er von Kristallen bekannt ist. Wie schon damals ausgeführt wurde, wird dieser Schluß ganz unmittelbar nahegelegt, wenn man die wichtigste Eigenschaft der Gene betrachtet, nämlich ihre Fähigkeit zu wachsen und sich zu gewissen Zeitpunkten in zwei gleiche Teile zu spalten. Das Wachstum kann wohl nur so vor sich gehen, daß die aufzunehmenden Stoffe sich an der Oberfläche schichtweise anlagern, und zwar müssen, weil das Gen seinen eigenen Zuwachs katalysiert, alle Schichten wenn auch nicht eine gleiche, so doch wenigstens eine ähnliche Struktur erhalten. Nur so ist auch verständlich, daß nach der Spaltung die beiden Teilstücke übereinstimmen und vor allem in vollem Besitz der katalytischen Eigenschaften des ursprünglichen, ungeteilten Gens sind. Die beiden grundlegenden Kennzeichen des Gens, Wachstum und Spaltung in gleiche Teile, sind also nur zu erklären, wenn man den Genen periodisch oder wenigstens quasiperiodisch[2]) sich wiederholende Strukturen zuschreibt. Die Tatsache, daß durchweg zwei gleiche Teile bei der Spaltung auftreten, deutet dann auf das Bestehen einer Spiegelebene im Gen hin.

Diese Überlegung wird selbstverständlich in keiner Weise davon berührt, welche Annahmen man über den Mechanismus der Spaltung macht. Entsprechend dem vorher Gesagten wird diese dadurch zustande kommen, daß irgendwelche Einflüsse von den beiden Oberflächen her gerade in der Mitte des Gens zusammenstoßen[3]). Zum Beispiel könnte man daran denken, daß an bestimmten Stellen im Innern eine Umgruppierung der Atome stattfindet, ähnlich wie sie von Astbury[4]) bei den Eiweißen der Haare und Muskeln beobachtet wurde. Ein experimenteller Hinweis dafür, daß im Zusammenhang mit den Reaktionsabläufen im Zellkern elementsprechende Längenänderungen im Chromosom tatsächlich auftreten, gibt vielleicht die zytologische Beobachtung, daß der Chromosomenfaden in der Prophase der Mitose eine ganz charakteristische Bewegung ausführt: Der im Ruhezustand nahezu gestreckte Faden rollt sich zu einer dicht gewickelten Spirale auf. Es ist aber selbstverständlich möglich, daß auch ganz andere Reaktionen bei der Spaltung ausschlaggebend sind, und es wäre jedenfalls voreilig, schon auf Grund unserer heutigen Kenntnisse hierfür bestimmte Vorstellungen zu entwickeln. Betont werden soll daher nur, daß keine grundsätzlichen Schwierigkeiten für eine Erklärung der Genteilung entstehen, wenn man eine quasiperiodische Struktur annimmt.

Die Erkenntnis, daß einem Gen gewisse periodische Strukturen zuzuschreiben sind, muß konsequenterweise auch berücksichtigt werden, wenn man das Wesen der Mutation eines Gens erfassen will. Hierbei sind unseres Erachtens folgende Gesichtspunkte gleichmäßig zu beachten:

1. Nach Timoféeff, Delbrück und Zimmer[1]) ist jeder Zustand (Allel) eines Gens als wohldefiniert anzusehen, d. h. er muß eine ganz definierte Struktur besitzen, und jedes Gen kann nur eine ganz bestimmte diskrete Anzahl solcher wohldefinierten Zustände annehmen. Der Übergang von einem Zustand in einen anderen kann in beliebiger Richtung vor sich gehen und durch einen einzigen Elementarvorgang ausgelöst werden.
2. Da die aus einem mutierten Gen entstandenen beiden Tochtergene ebenfalls mutiert sind, sollte der Mutationsvorgang eine chemische Umwandlung darstellen, welche die Struktur des Gens nicht nur im Innern, sondern auch an seiner Oberfläche ändert und so den gesamten Aufwachsvorgang beeinflußt.
3. Da nach dem Obengesagten das Gen aus gleichberechtigten oder nahezu gleichberechtigten Atomgruppen aufgebaut sein muß, muß derselbe Mutationsvorgang auch an einer beliebigen dieser gleichberechtigten Stellen ausgelöst werden können. Andererseits besteht nach 1. eine endliche Wahrscheinlichkeit für Rückmutationen. Die chemische Änderung kann daher nicht in der primär angegriffenen Atomgruppe lokalisiert bleiben, sondern muß sich schließlich auf sämtliche gleichberechtigten Atomgruppen erstrecken. Sonst wäre eine Rückmutation überhaupt nicht denkar und ebenso der wohldefinierte Charakter der Gene unverständlich.

1) U. Dehlinger, Naturw. **23**, 558, 1935.

2) Es soll also nicht ausgeschlossen sein, daß der Aufbau des Gens zu einem gewissen Abschluß kommen kann, nachdem eine größere Anzahl von Schichten aufgewachsen ist.

3) Demnach ist die Teilung eines Gens weitgehend unabhängig von der Teilung der Nachbargene. So könnten die quantitativen Beobachtungen von Rahn, Biochem. Zeitschr. **284**, 40, 1936, in dem von Rahn selbst vorgeschlagenen Sinne leicht gedeutet werden.

4) Vgl. F. O. Schmitt, Naturw. **15**, 709, 1937.

1) Vgl. P. Jordan, Physik. Zeitschr. **39**, 345, 1938.

Alle diese Überlegungen haben uns[1]) bereits vor längerer Zeit zu der Erwägung veranlaßt, im Gegensatz zu der bekannten Theorie von Timoféeff, Delbrück und Zimmer Kettenreaktionen, welche im Gen verlaufen, als wesentlich für den Mutationsvorgang anzusehen. Dieser kann dann an einer beliebigen Stelle im Innern des Gitters beginnen und muß darauf mindestens eine zum Chromosomenfaden senkrechte Netzebene durchlaufen. Der stabile Endzustand ist erreicht und ein Mutation zu verzeichnen, wenn sämtliche Atome der Netzebene die neue Gleichgewichtslage eingenommen haben. Zwei verschiedene Zustände eines Gens sind also hiernach am besten zwei verschiedenen allotropen Zuständen eines Kristalls zu vergleichen und die Mutation selbst einer allotropen Umwandlung. Sie wird also zwar durch einen Quantensprung eingeleitet, erstreckt sich aber dann gleichmäßig auf sehr viele Atome.

Wenn wir im folgenden die Konsequenzen, die unsere Auffassung mit sich bringt, verfolgen wollen, so müssen wir zunächst die energetischen Verhältnisse betrachten. Da Rückmutationen möglich sind, ist zu fordern, daß die freien Energiedifferenzen zwischen den verschiedenen Zuständen klein sind. Denn nur dann kann die Kettenreaktion in beliebiger Richtung laufen. Daß die allotropen Zustände energetisch genügend dicht liegen, erscheint nun durchaus möglich, wenn man die bei den allotropen Umwandlungen von Metallen gewonnenen Erfahrungen[2]) sinngemäß auf die Genmutation anwendet. Bei einer bestimmten Klasse von Metallen ist der Mechanismus einer allotropen Umwandlung wie bei einer Kettenreaktion dadurch bestimmt, daß die Aktivierungsenergie (Schwellenenergie), welche notwendig ist, um ein erstes Atom an seinen neuen Platz zu bringen, relativ groß ist, bei den folgenden Atomen dann aber eine viel kleinere Aktivierungsenergie aufzuwenden ist. Die Aktivierungsenergie, welche notwendig ist, um das erste Metallatom an seinen neuen Platz zu bringen, beträgt bis zu 2 eV, die Energiedifferenz zwischen den beiden vollständig ausgebildeten Modifikationen aber nur etwa 0,01 eV je Atom. Die Aktivierungsenergie würde also zur Deckung des Energiebedarfs ausreichen, wenn man eine mit 100 Atomen besetzte Netzebene in die energetisch etwas höherliegende Modifikation überführen will. Wenn man in den Netzebenen eines Gens ähnliche energetische Verhältnisse annimmt, so würden also Netzebenen bis zu 100 Atomen oder Atomgruppen in beliebiger Richtung mutierbar sein[1]), und zwar durch einen einzigen Elementarvorgang, der auf ein Atom eine Aktivierungsenergie von einigen Volt überträgt. Dabei ist ein die Stabilität ausgleichender Einfluß einer Entropiedifferenz noch gar nicht berücksichtigt. Vermutlich aber wird die kompliziertere Struktur der Gene zur Folge haben, daß eine wesentlich größere Zahl von energetisch nahe benachbarten verschiedenen Modifikationen existiert als bei den Metallen.

Der Wert eines Genmodells muß sich jedoch nicht nur darin erweisen, daß es ein qualitatives Verständnis für die wichtigsten Vorgänge vermittelt, sondern von entscheidender Bedeutung ist, wie weit es auch quantitative Beziehungen zu deuten vermag. Unsere Vorstellungen müssen, wenn sie zutreffen sollen, auch für die Deutung der Mutationswahrscheinlichkeiten ausreichend sein. Quantitative und theoretisch verwertbare Ergebnisse liegen einmal für die thermisch bedingte Mutation und zum anderen für ihre Anregung durch Röntgenstrahlen und Licht vor.

Timoféeff, Zimmer und Delbrück haben ihrer Auffassung, nach der an einer streng lokalisierten Stelle des Gens eine ganz bestimmte Valenzbindung gelöst werden muß, oder nach der die chemische Reaktion wenigstens örtlich begrenzt bleibt, dadurch präzisen Ausdruck verliehen, daß für die Wahrscheinlichkeit einer thermisch bedingten Reaktion die Formel

$$A e^{-\frac{a}{T}}$$

angesetzt und für A ein Zahlenwert von $10^{+14}\ \mathrm{sec}^{-1}$ entsprechend dem reziproken Wert der Dauer einer Molekülschwingung eingesetzt wurde[2]). Mit dem Abreißen einer ganz bestimmten Bindung soll also hiernach immer eine Mutation verbunden sein. Die weitere Entwicklung hat dann aber gelehrt, daß diese Darstellung weder für den absoluten Wert der Mutationswahrscheinlichkeit noch für seinen Gang mit der Temperatur zutrifft. Was den ersteren betrifft, so hat Jordan (l. c.) bemerkt, daß sein experimenteller Wert um einige Größenordnungen geringer ist als der theoretische und somit eine „Überstabilität" der Gene besteht. Außerdem kann allem Anschein nach die Temperatur-

1) Vgl. U. Dehlinger, Naturw. **25**, 138, 1937.
2) Vgl. U. Dehlinger, Chemische Physik der Metalle. Leipzig 1939.

1) Vielleicht erklärt sich dementsprechend die Tatsache, daß beim Tabakmosaikvirus keine Mutationen im eigentlichen Sinne vorzukommen scheinen (G. A. Kansche u. H. Stubbe, Naturw. **26**, 1938, S. 740) daraus, daß dieser Virus wesentlich mehr oder größere Netzebenen enthält.

2) Theoretische Begründung: Polanyi und Wigner, Zeitschr. f. phys. Chem. (A) **139**, 439, 1928.

abhängigkeit nicht durch eine Exponentialfunktion dargestellt werden, sondern bei Versuchen wenig oberhalb der Zimmertemperatur steigt die Mutationsrate rascher mit der Temperatur an, als es dem exponentiellen Verlauf entspricht. Für die Abweichungen vom exponentiellen Verlauf kann allerdings eine einleuchtende Erklärung gegeben werden. Timoféeff hat nämlich den erhöhten Anstieg durch temperaturbedingte Störungen (Abwehrreaktionen) im Plasma, die sich auf das Gen übertragen sollen, gedeutet, ganz analog seiner Erklärung des Mutationsanstiegs bei tiefen Temperaturen.

Nun ist bemerkenswert, daß bei allotropen Umwandlungen von Kristallen, welche ja nach unserer Auffassung den Genen besser entsprechen als Einzelmoleküle, sich experimentell stets Werte von A finden, die um Größenordnungen kleiner als 10^{+14}/sec, nämlich etwa 10^{8}/sec, sind. Dies rührt wohl davon her, daß bei den Umwandlungen in Kristallen es sich nicht nur um Abdissoziieren eines Atoms oder Auflösen von Bindungen, sondern um Übergänge der Atome von einem Platz an einen anderen in dem mehr oder weniger dicht gepackten Gitter handelt. Die Wahrscheinlichkeit, daß ein Atom nach Überschreiten der Schwelle einen solchen neuen Platz einnimmt und nicht sofort wieder zurückgestoßen wird, kann sehr klein sein.

Bei Kettenreaktionen in Kristallen kann vermutlich in jedem einzelnen Stadium der Reaktion dieser Rückgang in die Ausgangslage eintreten. Formelmäßig kann dann die Mutationswahrscheinlichkeit W etwa in folgender Weise geschrieben werden:

$$W = N A \prod_{n=1}^{N} (1 - b(n)) e^{-\frac{E}{kT}} .$$

Dabei bedeutet N die Zahl der Atomgruppen, in welchen die zur Mutation führende Kettenreaktion ihren Ausgang nehmen kann, $A e^{-\frac{E}{kT}}$ hat die gleiche Bedeutung wie oben, $b(n)$ ist die Wahrscheinlichkeit für die Umkehr der Reaktion, nachdem sie die $n$te Atomgruppe erreicht hat. n läuft dabei von 1 bis zur Zahl N der Atomgruppen in der angenommenen Netzebene. Die $b(n)$ werden mit wachsendem n abnehmen. Durch die Multiplikation von A mit N wird zunächst natürlich die Mutationswahrscheinlichkeit erhöht; die Mutation kann ja von vielen Stellen im Gen ihren Ausgang nehmen. Man kann jedoch erwarten, daß die Größe $b(n)$ derartig nahe bei 1 liegt, daß insgesamt die Mutationswahrscheinlichkeit sehr klein bleibt. Man kann also die beobachtete Überstabilität als einen Hinweis auf die kristallähnliche Struktur der Gene ansehen.

Die Größen b, welche ein Maß für die Unterbrechung und Rückführung der Kettenreaktion sind, werden selbstverständlich noch von der Temperatur abhängen, was einen komplizierten Temperaturgang der Mutationsrate W zur Folge haben kann. Jedoch dürften heute weder die experimentellen noch die theoretischen Unterlagen zu einer genauen Bestimmung dieser Temperaturabhängigkeit vorliegen.

Was schließlich die Anregung von Mutationen durch UV.-Licht und durch Röntgenstrahlen betrifft, so liegt es gerade im Sinne unserer Auffassung, für bestimmte Elektronen eine Anordnung auf Energiebändern anzunehmen und ihnen damit eine außerordentliche Beweglichkeit durch größere Teile des Gens hindurch zuzuschreiben[1]. Die Voraussetzung hierfür liegt ja gerade in der Annahme einer gewissen periodischen Struktur des Gitteraufbaus. Die Folgerungen, die Jordan[2]) aus diesem Gedanken gezogen hat, sind also mit unseren Vorstellungen durchaus im Einklang. Unsere Auffassung ist darüber hinaus auch imstande, größere Unterschiede der Mutationswahrscheinlichkeit bei Bestrahlung mit Licht und mit Röntgenstrahlen verständlich zu machen. Experimentelle Resultate deuten nämlich darauf hin, daß jede Röntgenionisation, welche in das Gen oder den entsprechenden Netzebenenbereich fällt, zu einer Mutation führt, daß aber von etwa 1000 UV.-Lichtquanten, die von demselben Bereich aufgenommen werden, nur eines zur Mutation führt[3]). Sollten diese Vermutungen weiterhin bestätigt werden, so könnte eine Deutung davon ausgehen, daß bei der Röntgenionisation im Gegensatz zur Lichtanregung in dem fraglichen Bereich mehrere Elektronensprünge angeregt werden. Die Kettenreaktion, welche zu einer Mutation führt, könnte dann gleichzeitig von mehreren Stellen ihren Ausgang nehmen. So könnte der Genaufbau gleichzeitig an verschiedenen Stellen erschüttert werden und damit die um Größenordnungen höhere Mutationswahrscheinlichkeit zustande kommen.

1) F. Möglich und M. Schön, Naturw. **26**, 199, 1938.

2) P. Jordan, Naturw. **26**, 693, 1938.

3) Vgl. hierzu auch P. Jordan, Phys. Zeitschr. **39**, 951, 1938. Daß fast jede in den fraglichen Bereich fallende Röntgenionisation eine Mutation zur Folge hat, folgt aus den Versuchen von N. W. Timoféeff-Ressovsky, K. G. Zimmer und F. A. Heyn (Naturw. **26**, 108, 1938), nach denen man mit Neutronen den Sättigungseffekt beobachtet. Wäre die Mutationswahrscheinlichkeit $\ll 1$ gewesen, so hätte entweder der Sättigungseffekt nicht auftreten dürfen (K. Sommermeyer, Zeitschr. f. Phys. **109**, 332, 1938), oder man hätte eine erhöhte Mutationsrate finden müssen. (Verstärkte Wirkung von „Ionenhaufen".)

Zusammenfassung

Ausgehend von der Annahme eines quasiperiodischen inneren Aufbaus der Gene wird versucht, eine Erklärung für ihre wichtigsten Eigenschaften zu entwickeln. Die Mutation wird als allotrope Umwandlung größerer Bereiche im Gen durch eine Kettenreaktion aufgefaßt. Weiter wird eine einfache Erklärung für die „Überstabilität" der Gene vorgeschlagen und schließlich auf einen möglichen charakteristischen Unterschied zwischen der Anregung durch Röntgenstrahlen und durch Licht hingewiesen.

Herrn Dr. Langendorff möchten wir vielmals für fruchtbare Diskussionen und für Belehrungen über biologische Fragen danken.

Radiologisches Institut der Universität Freiburg und II. Physikalisches Institut der Technischen Hochschule Stuttgart.

(Eingegangen 12. Dezember 1938)

BESPRECHUNGEN

Sämtliche in diesem Heft besprochenen oder vom Verlag angezeigten Bücher sind in allen deutschen Buchhandlungen zu erhalten

Forschung und Prüfung. 50 Jahre Physikalisch-Technische Reichsanstalt. Herausgegeben von J. Stark. Gr.-8°. VII und 309 S. Mit 12 Bildnissen und 11 Abb. Leipzig 1937. S. Hirzel. Brosch. RM 10.—, geb. RM 12.—.

Ende 1937 konnte die Physikalisch-Technische Reichsanstalt das Jubiläum ihres 50jährigen Bestehens feiern. Ihre wissenschaftlichen Leistungen werden den Lesern dieser Zeitschrift, bei deren Herausgabe die PTR. seit fünf Jahren beteiligt ist, regelmäßig durch den Abdruck ihrer neuesten Forschungsergebnisse vor Augen geführt. Auch aus früherer Zeit sind dem heutigen Physiker noch manche klassische Arbeiten aus der PTR. wohl bekannt, ohne daß ihm manchmal bewußt ist, daß sie aus der Reichsanstalt stammen. Aber die PTR. bestand schon nach ihrer ersten Satzung vom 26. Juli 1888 aus einer physikalischen und einer technischen Abteilung, und wenn auch diese Organisation im Laufe der Jahrzehnte manche Wandlung durchgemacht hat, so hat die Anstalt doch ihr doppeltes Gesicht, das physikalische und das technische oder das forschende und das technisch-verwertende, beibehalten.

Über die Entwicklung und die heutige Gestalt dieses größten physikalisch-technischen Instituts Deutschlands gibt die vorliegende Jubiläumsschrift „Forschung und Prüfung. 50 Jahre Physikalisch-Technische Reichsanstalt", herausgegeben von ihrem derzeitigen Präsidenten, Johannes Stark, einen sehr umfassenden Überblick. Die Reichsanstalt besteht heute aus einer Präsidialabteilung, einer für Maß und Gewicht, einer für Elektrizität und Magnetismus, einer für Wärme und Druck und einer für Optik. Sie umfaßt im ganzen 77 Laboratorien und 11 andere Dienststellen mit (Oktober 1937) 443 Köpfen. Was in den einzelnen Abteilungen und Laboratorien gearbeitet wurde und gearbeitet wird, dessen Schilderung bildet den größten Teil des Jubelbandes und vermittelt dem Physiker wie dem Ingenieur ein anschauliches Bild dessen, was heute die forschende und messende Physik, insbesondere die technisch orientierte Physik bewegt. Eine Anzahl von Bildern berühmter Leiter und Mitglieder der Anstalt schmückt den Band, der einen bevorzugten Platz unter den Darstellungen deutscher physikalischer Arbeit einnimmt.

L. Schiller

R. Courant und D. Hilbert, Methoden der mathematischen Physik II. (Die Grundlehren der mathematischen Wissenschaften in Einzeldarstellungen, Band XLVIII.) Berlin 1937. Julius Springer. XVI u. 549 S. Mit 57 Abb. Gr.-8°. Geb. RM 39.80, brosch. RM 38.—.

Dreizehn Jahre nach der ersten Auflage des ersten Bandes ist nun der zweite Band dieses wichtigen Werkes erschienen. Er ist vom ersten Band im wesentlichen unabhängig und behandelt „Teilgebiete aus der Theorie der partiellen Differentialgleichungen, welche mit Begriffen der Physik zusammenhängen" (Vorwort). In der Tat wird auch dieser Band dem Physiker sehr lehrreich sein, sowohl infolge des Inhalts wie der Form der Darstellung.

Den Inhalt können wir an dieser Stelle nicht vom Standpunkt der mathematischen Leistung aus würdigen und begnügen uns, ihn in groben Zügen anzugeben. Nach einem vorbereitenden Kapitel über die Grundbegriffe der Theorie partieller Differentialgleichungen folgt ein Hauptteil von fünf Kapiteln, der die besondere Theorie der wichtigsten Typen solcher Gleichungen darstellt. Ein Kapitel umfaßt die geschlossene Theorie der Gleichungen erster Ordnung (basierend auf der Theorie der Charakteristiken), welche in der Hamilton-Jacobischen Theorie gipfelt. Die vier weiteren Kapitel beschäftigen sich mit den Gleichungen höherer Ordnung. Zunächst wird die Einteilung in elliptische und hyperbolische Gleichungen (mit dem entarteten Grenzfall der parabolischen Gleichungen) behandelt, und es werden die ihnen entsprechenden physikalischen Probleme erläutert. Die elliptischen Gleichungen lassen sinngemäß die Formulierung von Randwertproblemen zu; das wichtigste Beispiel ist die Potentialgleichung. Die hyperbolischen Gleichungen entsprechen den Anfangswert- und Ausstrahlungsproblemen; zu ihnen gehören alle Wellengleichungen. Es folgt zunächst ein Kapitel über elliptische Gleichungen, insbesondere über Potentialtheorie. Die hyperbolischen Gleichungen sind auf zwei Kapitel verteilt. Das eine behandelt den Fall von nur zwei unabhängigen Veränderlichen, der einer allgemeinen systematischen Theorie zugänglich ist, das andere den leider nicht so allgemein angreifbaren Fall einer größeren Zahl von Veränderlichen, der ja wegen der drei Dimensionen

des Raums physikalisch der wichtigere ist. — Der Aufbau wird mathematisch vollendet durch das Schlußkapitel, das für die Rand- und Eigenwertprobleme in dem Umfang, in dem sie im ganzen Werk aufgetreten sind, auf Grund der direkten Methoden der Variationsrechnung Existenzbeweise erbringt.

Daß die Form der Darstellung dem Physiker zusagen muß, kann man schon nach folgenden Sätzen des Vorworts erwarten: „Das klassische Ideal einer gewissermaßen atomistischen Auffassung der Mathematik verlangt, den Stoff in Form von Voraussetzungen, Sätzen und Beweisen zu kondensieren. Dabei ist der innere Zusammenhang und die Motivierung der Theorie nicht unmittelbar Gegenstand der Darstellung. In komplementärer Weise kann man ein mathematisches Gebiet als ein stetiges Gewebe von Zusammenhängen betrachten, bei dessen Beschreibung die Methode und die Motivierung in den Vordergrund treten und die Kristallisierung der Einsichten in isolierte, scharf umrissene Sätze erst eine sekundäre Rolle spielt. Wo eine Synthese beider Auffassungen untunlich war, habe ich den zweiten Gesichtspunkt bevorzugt." Dieses Programm — dem die Ausführung entspricht — braucht gar nicht in erster Linie pädagogisch verstanden zu werden; jedenfalls aber erhöht es den Wert des Buches für jeden, der, ohne Mathematiker vom Fach zu sein, lernen muß, mit den dargestellten Methoden zu arbeiten. Der flüssige Stil, in dem das Buch geschrieben ist, läßt diesen Vorzug klar hervortreten. C. F. v. Weizsäcker

W. Finkelnburg, Kontinuierliche Spektren. Gr.-8°. 368 S. Mit 103 Abb. Berlin 1938. Julius Springer. Geb. RM 34.80.

Dem Spektroskopiker zeigen sich in fast allen Lichtquellen neben Linienspektren auch kontinuierliche Spektren, deren Deutung häufig Schwierigkeiten bereitet. Sind doch für die Entstehung eines kontinuierlichen Spektrums die mannigfachsten Ursachen (neben den bekannten Ionisations- und Dissoziationskontinuen der Atome und Moleküle auch die Kontinua freier Elektronen) denkbar. Die ganze Fülle dieser optischen Erscheinungen hat W. Finkelnburg in seinem Buche nicht nur zusammengetragen (das Literaturverzeichnis enthält über 1700 Nummern!), sondern durch eine in das Einzelnste gehende Gliederung übersichtlich geordnet. Dabei ist die Basis so breit wie möglich gewählt: auch die Grenzfälle eines Kontinuums sind behandelt, so daß der Leser von dem Auftreten verbreiterter Linien zu den kleinen Kontinuen locker gebundener van der Waals-Moleküle und weiter bis zu den großen Molekülkontinuen in packender Darstellung geführt wird. Die jeweils zum Verständnis erforderlichen theoretischen Grundlagen werden in übersichtlicher Weise wiedergegeben. Zugunsten einer geschlossenen Darstellung sind Einzelheiten komplizierter Theorien vermieden, doch sind die Grenzen der gesicherten Ergebnisse von Theorie und Experiment überall deutlich hervorgehoben. Gerade hierdurch wirkt das Buch in vieler Weise anregend und wird nicht nur demjenigen, der eine Orientierung über das Gebiet wünscht, sondern insbesondere auch dem Forscher wertvolle Dienste leisten.

Im einzelnen sind die Kontinua der Atome, freier Elektronen und zweiatomiger Moleküle erschöpfend behandelt; über die Kontinua der mehratomigen Moleküle gibt — neben einer Zusammenstellung der wichtigsten Ergebnisse der Deutung — das ausgedehnte Literaturverzeichnis Auskunft. Vielleicht ließe sich in diesem durch konsequente Beifügung desjenigen Moleküls, auf das sich die Literaturangabe bezieht, die Übersicht noch mehr erleichtern. An die Darstellung der Theorien und der experimentellen Ergebnisse schließen sich Angaben über die experimentellen Arbeitsmethoden, die das Buch abwechslungsreich gestalten. Besondere Abschnitte sind jeweils den entsprechenden astrophysikalischen Vorgängen gewidmet. Hier sind gerade die kontinuierlichen Absorptionsvorgänge für die Erkenntnis von Zusammensetzung und Aufbau der Sternatmosphären von ganz entscheidender Bedeutung. Das vorliegende Buch wird daher nicht nur dem Physiker oder Techniker, sondern ganz besonders auch dem Astrophysiker von Nutzen sein.
W. Lochte-Holtgreven

Hand- und Jahrbuch der chemischen Physik. Herausgegeben von A. Eucken und K. L. Wolf. Band 1: H. A. Kramers, Theorien des Aufbaus der Materie, Abschnitt II. Quantentheorie des Elektrons und der Strahlung. Gr.-8°. 280 S. Mit 2 Figuren. Leipzig 1937. Akademische Verlagsgesellschaft m.b.H. RM 26.80.

In dem 1933 erschienenen Abschnitt I des Bandes 1, Grundlagen der Quantentheorie, wurde das in sich geschlossene Gebiet der nichtrelativistischen Quantentheorie behandelt (Besprechung in dieser Zeitschrift, Bd. **35**, 839, 1934). Der nun vorliegende Abschnitt II umfaßt Erweiterungen der Theorie, die über diesen Rahmen hinausgehen und für die meisten Anwendungen unerläßlich sind. Zwar gibt es auch hier einzelne, relativ in sich abgeschlossene Teilgebiete, aber ihre Grundlagen führen an vielen Stellen auf heute noch ungelöste Fragen und Schwierigkeiten. Die Darstellung ist, wie im ersten Teil, systematisch und lehrbuchartig und der Zusammenhang zwischen klassischer und Quantentheorie wird überall ausführlich diskutiert. Diese korrespondenzmäßige Behandlung führt insbesondere den Lernenden, der ja heute immer weniger die Zwischenstufe der „klassischen Quantentheorie" betritt, zu einem eingehenderen Verständnis, als es etwa eine axiomatische Darstellung tun würde.

So beginnt das erste Kapitel, Elektronenspin, mit der klassischen Beschreibung der Bewegung eines Spinelektrons. Die Einführung der relativistischen Rechnung führt bereits hier auf das richtige Verhältnis von Drehimpuls und magnetischem Moment. Nun wird zunächst die Paulische Spinbeschreibung und mit ihrer Hilfe das Elektron im Zentralfeld behandelt, woran sich eine eingehende Darstellung der Spinorrechnung schließt. Deren relativistische Verallgemeinerung führt in natürlicher Weise auf die Diracsche Gleichung. Bei ihrer Diskussion wird unter anderem auch das Kleinsche Paradoxon besprochen, jedoch ohne näheres Eingehen auf Löchertheorie und Paarerzeugung. Die Behandlung des Elektrons im Zentralfeld schließt das Kapitel.

Beim Pauliprinzip finden wir außer der Behandlung der Systeme mit fester Teilchenzahl auch die Methode der zweiten Quantelung. Den größten Raum nimmt hier eine ausführliche Darstellung der Spinfunktionen, Multiplettsysteme usw. ein. Von der Gruppentheorie wird dabei kein Gebrauch gemacht.

Das letzte Kapitel, Strahlungstheorie, enthält zunächst eine Darstellung alles dessen, was sich ohne eine Quantelung des Strahlungsfeldes erreichen läßt. Daran schließt sich die Diracsche Strahlungstheorie mit eingehender Diskussion ihrer Anwendungen (Emission, Absorption, Streuung, Comptoneffekt, Dispersion usw.). Die eigentliche Quantenelektrodynamik ist nicht mit aufgenommen.

Die sorgfältige und klare Erörterung der Grundlagen und Grenzen der einzelnen Theorien und Ansätze sowie ihrer Zusammenhänge untereinander sind ein besonders wertvoller Zug des Buches. Durch sie unterscheidet es sich in vorteilhafter Weise von manchen anderen Darstellungen, bei denen diese Dinge nur kurz und sozusagen zwischen den Zeilen behandelt sind. Der Anfänger, dem naturgemäß der vorliegende zweite Abschnitt etwas schwerer fallen wird als der erste, findet hier eine ausgezeichnete Einführung. Aber auch jeder, der schon mit dem Gebiet vertraut ist, wird es mit Vergnügen lesen und eine Fülle von Anregungen daraus schöpfen. Theodor Schmidt

Karl Weber, Inhibitorwirkungen. Eine Darstellung der negativen Katalyse in Lösungen. Die chemische Analyse. Bd. 40. Hrsgg. von W. Böttger. 202 S. 32 Abb. 24 Tabellen. Stuttgart 1938. Ferdinand Enke. Geh. RM 16.60, geb. RM 18.20.

In diesem Buche wird eine Reihe chemischer Reaktionen in Lösungen betrachtet, deren Geschwindigkeit durch Zusatz geringer Mengen einer als Inhibitor bezeichneten Substanz stark herabgesetzt wird. Nach Beendigung der Reaktion hat der Inhibitor chemisch denselben Zustand wie zu Anfang und darf dadurch als Katalysator, und zwar als negativer Katalysator angesehen werden. Im einzelnen werden behandelt:

1. Die Löschung der Fluoreszenz gelöster Substanzen durch Fremdstoffzusatz.
2. Die Hemmung photochemischer Reaktionen.
3. Die Hemmung von autoxydativen Prozessen.
4. Von thermischen Reaktionen.
5. Von verschiedenen Reaktionen wie Becquereleffekt und Chemilumineszenz.

Die Darstellung geht in ihrem Charakter insofern über eine bloße Zusammenfassung auch schon bekannter Tatsachen unter einem mehr äußerlichen Gesichtspunkt hinaus als auf das grundsätzlich Wichtige, das mehrfach bei diesen Reaktionen hervortritt, hingewiesen wird, nämlich die Desaktivierung der für den Verlauf einer Reaktion verantwortlichen Moleküle durch die Wirkung der Inhibitoren. Für denjenigen, der sich zu ähnlichen Betrachtungen geführt sieht, wird diese Monographie eine gute Einführung in dieses noch sehr wenig bearbeitete Gebiet bedeuten.

Rogowski

NACHRICHTEN

VIII. Internationaler Kältekongreß 1940. Am 11. Juli 1938 hat in London der Technische Rat des Internationalen Kälte-Instituts, Paris, die Themen festgesetzt, die auf dem VIII. Internationalen Kälte-Kongreß, der im Juni 1940 in Deutschland stattfinden wird, beraten werden sollen.

Die Londoner Tagung hat gezeigt, daß gegenwärtig der Kälteindustrie vor allem daran gelegen ist, eine Normung oder Vereinheitlichung der Gebräuche, die in den verschiedenen Ländern üblich sind, herbeizuführen, und hauptsächlich zu diesem Zweck wurden auch die verschiedenen Themen ausgewählt, zu denen jeder Beitrag lebhaft begrüßt werden wird.

Die Kommission I Wissenschaftliche und physikalische Fragen sehr niedriger Temperaturen und der Thermodynamik; Technik der sehr tiefen Temperaturen hat folgende Themen vorgeschlagen: 1. Die Frage der Temperaturskala; 2. Entwurf thermodynamischer Diagramme; 3. Verhalten und Eigenschaften der Stoffe bei sehr tiefen Temperaturen. — Die übrigen Kommissionen vertreten folgende Hauptgebiete: II: Physikalisch-technische Probleme der Kälteindustrie. — III: Biologie und Chemie der Nahrungsmittel und Hygiene. — IV: Kältemaschinen und -apparate, kältetechnische Einrichtungen und ihre Arbeitsweise, Versuchsverfahren. — V: Anwendung der Kälte, insbesondere auf die Konservierung verderblicher Nahrungsmittel; Eisindustrie; Anwendung in der chemischen Industrie. — VI: Kältetransporte auf Land und auf See. — VII: Forschung, Unterricht, Wirtschaft, Statistik, Gesetzgebung.

Alle deutschen Berichte für den VIII. Internationalen Kältekongreß 1940 sind bei dem Generalsekretariat des VIII. Internationalen Kältekongresses, Berlin NW 7, Hermann-Göring-Str. 27, einzureichen, das für ihre Weiterleitung Sorge tragen wird. Die Berichte müssen bei dem Generalsekretariat bis Ende 1939 zu einem Termin, der noch genau angegeben werden wird, eingereicht sein.

Dozenturen: Dr. Ing. Karl Meisel an der Technischen Hochschule Hannover für anorganische und physikalische Chemie, Dr. Herbert Häusler für Organische und biologische Chemie an der Technischen Hochschule Hannover.

Ernannt: Der Dozent Dr. Lösch von der Deutschen Versuchsanstalt für Luftfahrt zum kommissarischen Leiter des von Professor Dr. Heinkel neugegründeten Instituts für angewandte Mathematik und Mechanik an der Universität Rostock, der Dozent für Physik an der Universität Berlin Dr. Wilhelm Orthmann zum a. o. Professor daselbst, der Dozent für Physik und Chemie des Meeres an der Universität Kiel Dr. Hermann Wartenberg zum a. o. Professor für Hydrogeographie und Chemie des Meeres daselbst.

In den Ruhestand: Der ord. Professor für Physikalische Chemie und Elektrochemie an der Technischen Hochschule Braunschweig Dr. Walther Roth.

Ehrung: Dem Physiker und Astronomen Sir James Jeans in London wurde der Titel Baron verliehen, der ord. Professor der Mathematik an der Universität Berlin Ministerialdirektor Dr. Theodor Vahlen wurde zum kommissarischen Präsidenten der Preußischen Akademie der Wissenschaften ernannt.

Gestorben: Der frühere ord. Professor der Chemie an der Universität Münster Dr. Heinrich Ley, das Mitglied der Optical Society und der Physical Society London Mr. R. Kanthack, Verfasser vieler Schriften auf diesen Gebieten.

Verantwortlicher Schriftleiter: Professor Dr. Dr. h. c. P. Debye, Berlin. — Für den Anzeigenteil verantwortlich: A. Plohmann, Leipzig. — Verlag S. Hirzel, Leipzig C1, Königstr. 2. — Druck: Bibliographisches Institut AG., Leipzig. — D. A. 1330. IV. Vj. 1938. — Zur Zeit gilt Anzeigenpreisliste 3. — Printed in Germany